

宇宙線空気シャワーからの GHz 帯電波放射の探査
(Search for GHz band radio emissions
from cosmic ray air showers)

倉本和幸

大阪市立大学大学院理学研究科
数物系専攻
宇宙線物理学研究室

指導教官
林嘉夫
萩尾彰一

2012年2月17日

目次

| | | |
|------------|--------------------------------------|-----------|
| 第1章 | 極高エネルギー宇宙線 | 1 |
| 1.1 | 宇宙線 | 1 |
| 1.1.1 | 宇宙線のエネルギースペクトル | 1 |
| 1.1.2 | 宇宙線の加速機構 | 1 |
| 1.2 | 極高エネルギー宇宙線 | 5 |
| 1.2.1 | GZK カットオフ | 5 |
| 1.2.2 | 起源モデル | 7 |
| 1.3 | 空気シャワーと宇宙線観測 | 10 |
| 1.3.1 | 空気シャワー現象 | 10 |
| 1.3.2 | 空気シャワーの縦方向発達 | 11 |
| 1.3.3 | 空気シャワーの横方向分布 | 13 |
| 1.3.4 | 空気シャワーの観測方法 | 13 |
| 1.3.5 | 極高エネルギー宇宙線の観測 | 16 |
| 第2章 | 電波による宇宙線観測 | 19 |
| 2.1 | 電波による宇宙線観測のメリット | 19 |
| 2.1.1 | 電波による観測のメリット | 19 |
| 2.1.2 | 電波による空気シャワー観測の可能性 | 19 |
| 2.1.3 | 10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置への期待 | 20 |
| 2.2 | 分子制動放射 | 21 |
| 2.3 | 現在までの研究開発 | 22 |
| 2.4 | 本研究の狙い | 26 |
| 第3章 | 電波観測装置 | 27 |
| 3.1 | マイクロ波望遠鏡の製作 | 27 |
| 3.1.1 | マイクロ波望遠鏡 | 27 |
| 3.1.2 | 装置の詳細 | 27 |
| 3.1.3 | データ収集の流れ | 32 |
| 第4章 | 実験とその結果 | 35 |
| 4.1 | 衛星放送用通信衛星の観測 | 35 |
| 4.2 | 太陽の観測 | 35 |
| 4.3 | 空気シャワーアレイとの同期観測 | 41 |
| 4.4 | TA サイトにおける大気蛍光望遠鏡との連動試験 | 53 |

| | | |
|-----|-----------------|----|
| 第5章 | まとめと今後 | 55 |
| 5.1 | まとめ | 55 |
| 5.2 | 今後の予定 | 55 |

概論

現在確立している主な宇宙線観測法の1つは、大気蛍光望遠鏡を用いてシャワー粒子による大気蛍光を検出する方法である。この観測法では、空気シャワーの縦方向発達を観測し、相互作用モデルに左右されないカロリメトリックなエネルギー推定が可能である。一方で、その観測時間が月のない夜間に限られることから duty factor $\sim 10\%$ を超えることができないこと、天候の影響を受けるために設置場所が気象条件の良い場所に限定されること、という大きな2つの欠点がある。

本研究が目指す、空気シャワーからの分子制動放射 (Molecular Bremsstrahlung Radiation, MBR) による GHz 帯電波を検出する方法の大きな特徴は、比較的小型の検出器であっても 1° 程度の空間分解能が得られること、大気による減衰が無視できるほど小さく、かつ昼夜関係なく観測可能であること、という2点にある。十分な空間分解能を持った検出器を多数配置することによって、大気蛍光望遠鏡による観測と同様に、空気シャワーを「撮像」することが可能である。しかも、天候・昼夜に関係なく観測可能であり、duty factor = 100% のカロリメトリックな観測装置が実現できると期待されている。

これまでに MBR 検出器と宇宙線観測装置との同期観測が世界のいくつかのグループによって行われてきたが、実際のイベントが観測されたことはなく、各種の特性はまったく明らかになっていない。本研究では、それらの解明に挑む。本研究で使用する Cバンド・Kuバンド検出器は通信衛星用アンテナであるため、検出器は軽量でありメンテナンスも容易で、しかも量産品が安価に流通しているため、大気蛍光望遠鏡よりも大幅なコストダウンが期待できる。また、従来の粒子線観測装置のように砂漠や南極に建設される必要もなく、交通機関、通信、電力などの社会的インフラストラクチャーの整備された場所に設置することも可能であり、これらの面でもコストダウンが期待できる。

本研究では今回、市販の衛星放送用機材を用いて空気シャワーからのマイクロ波放射を探索するためのマイクロ波望遠鏡を製作し、大阪市立大学で運用されている空気シャワーアレイとの同期観測を実施した。また、米国ユタ州にて運用されている TA 実験グループの大気蛍光望遠鏡との連動試験を実施した。それらの実験で用いた装置およびそれらの実験で得た観測結果について報告する。

第1章 極高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。その成分は約 90 % が陽子で約 9 % が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており、その到来頻度はエネルギーのほぼ -3 乗に比例して小さくなることが知られている。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1 に示す。太陽活動の影響を受けない 10^{10} eV を越えるエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから $\gamma \sim 3.0$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。この2ヶ所のスペクトルの折れ曲がりをそれぞれ「knee」「ankle」と呼んでいる。また、特にエネルギーの高い 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーをもつ宇宙線は「極高エネルギー宇宙線」と呼ばれている (図 1.1)。

1.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についてもまだ謎は多いが、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが「フェルミ加速機構」である。

フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得るという統計的な加速モデルである。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の1回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 ΔE は正であり、 $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この α が星間雲の移動速度の2乗に比例することから、2次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この2次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の1乗に比例することが示され、1

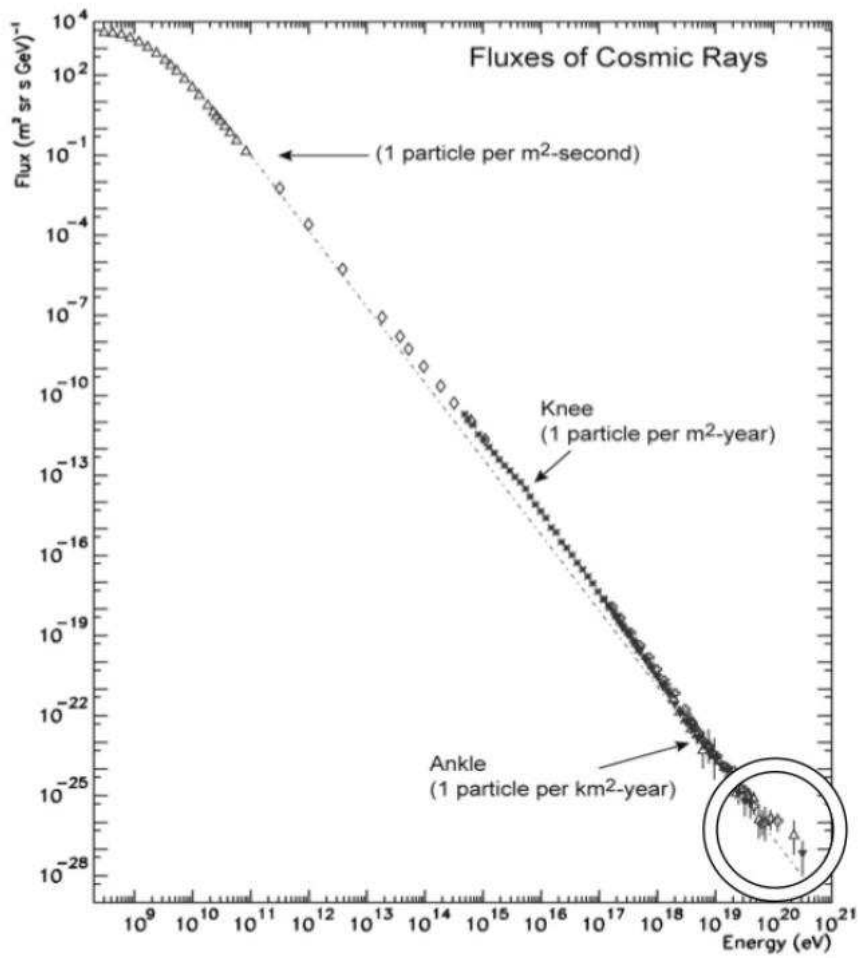


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。右下の丸で囲まれた範囲は、特にエネルギーの高い「極高エネルギー宇宙線」と呼ばれる領域である。

次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との1回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{\text{esc}})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である。式(1.2)を式(1.3)に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})} \right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

超新星残骸の衝撃波加速

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星爆発の衝撃波で上記のように加速される。衝撃波の拡散係数を D 、速度を u とすると、拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よりも十分小さく、平面と近似できる。そのため、衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることができる。例えば質量 $10 M_{\odot}$ 、平均速度が 5×10^8 cm/sec、放出する物質の平均密度が 1 proton/cm^3 の場合、拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000$ yrs となり、広がり大きさは 5 pc 程度となる。

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって、この加速機構による1粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される。単位時間あたりのエネルギーの増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.6)$$

ここで T_{cycle} は1回の衝突にかかる時間、 α は衝突ごとに得られるエネルギーの獲得率である。式(1.6)を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積ることができる。

衝撃波の上流での粒子数の流れは、

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N \quad (1.7)$$

より与えられる。上流領域での流体の速度 \mathbf{u}_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N \quad (1.8)$$

それゆえ上流領域では、

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (1.9)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度、 D_1 は衝撃波の拡散係数、 ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である。上流領域の単位面積あたりの総粒子数は、 $\rho_{\text{cr}} D_1/u_1$ となる。またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho_{\text{cr}} c/4$ である。そのため上流領域での滞在時間は

$$(\rho_{\text{cr}} D_1/u_1) (\rho_{\text{cr}} c/4)^{-1} = 4D_1/(u_1 c) \quad (1.10)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要であるので簡単ではない。ここでは単純に滞在時間を上流と同様に $4D_2/(cu_2)$ とする [16] と衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.11)$$

となる。次に拡散係数の見積もりが必要である。拡散の平均自由行程 λ_D は、ラーモア半径よりは小さくできない。ラーモア半径は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、式 (1.12) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.12)$$

ここで e 、 Z 、 p 、 B はそれぞれ、電気素量、宇宙線の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。拡散係数の最小値 D_{min} は

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{E c}{Z e B} \quad (1.13)$$

となる。ここで、 $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} Z e B (u_1 T_A) \quad (1.14)$$

となる。質量 $10 M_{\odot}$ の天体が放出速度 5×10^8 cm/sec、 $T_A \sim 1000$ yrs、銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\text{max}} \leq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (1.15)$$

となる。

10^{15} eV 以上の宇宙線はこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されているため、スペクトルのべきが変わり、「knee」と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりができると考えられている。

kneeでのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある。それは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ pc となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、銀河円盤中での対流的運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなると考えられている。

ankle領域のエネルギーの宇宙線については2種類の理論がある。ひとつは宇宙線の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため、銀河内に閉じ込めることができず銀河系外に起源を持つという考え方である。この考えが正しければ、ankleのエネルギーを境に高エネルギー側

で宇宙線の到来方向の異方性が急激に小さくなり、なおかつ化学組成が鉄から陽子へと変化することが期待される。

一方、ankleの原因が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失であるとする解釈もあり、これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源は銀河系外とならなければならない。そうであるとすれば、化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままであると予想される。この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の「2nd knee」と呼ばれるところで化学組成が鉄から陽子へ変化していると予測される。

1.2 極高エネルギー宇宙線

宇宙線物理学という研究分野の中で今、最も興味深いトピックスの一つが「極高エネルギー宇宙線」である。極高エネルギー宇宙線とは、図 1.1 の円で示された 10^{20} eV 付近、あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線である。

1.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation、以下 CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、極高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [15]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (1.16)$$

また、この共鳴よりも低いエネルギーで、電子対生成 ($\gamma p \rightarrow pe^+e^-$) によるエネルギー損失も起こる。

図 1.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない。逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は、どんなに高い初期エネルギーを持っていても、伝播中にエネルギーを失い、地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測されることになる。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる。 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたり 3~4 個の核子を失う。従って、観測された極高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は、その源は 20 Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により、極高エネルギー宇宙線は宇宙に広く分布する光子によって遮蔽されるため、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフ (GZK カットオフ) が現れると考えられている。また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを図 1.3 に示す。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合、 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されている。したがって、観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが

実際にどのような構造を持つのかを明らかにすることは、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる。

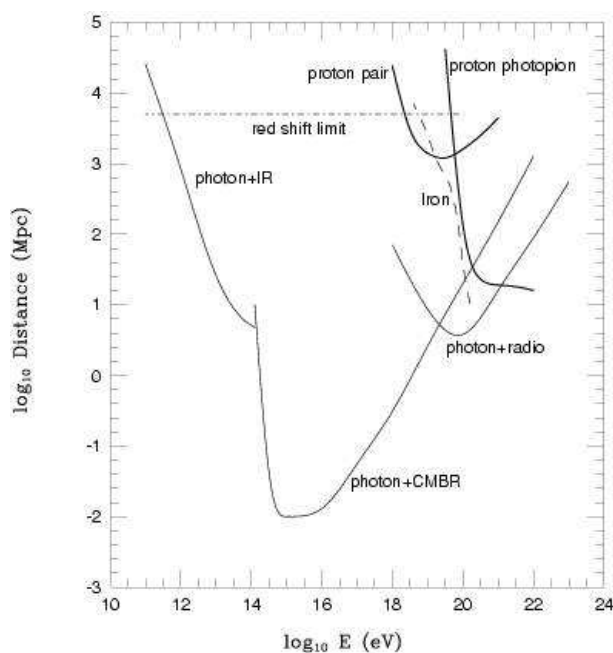


図 1.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰長。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

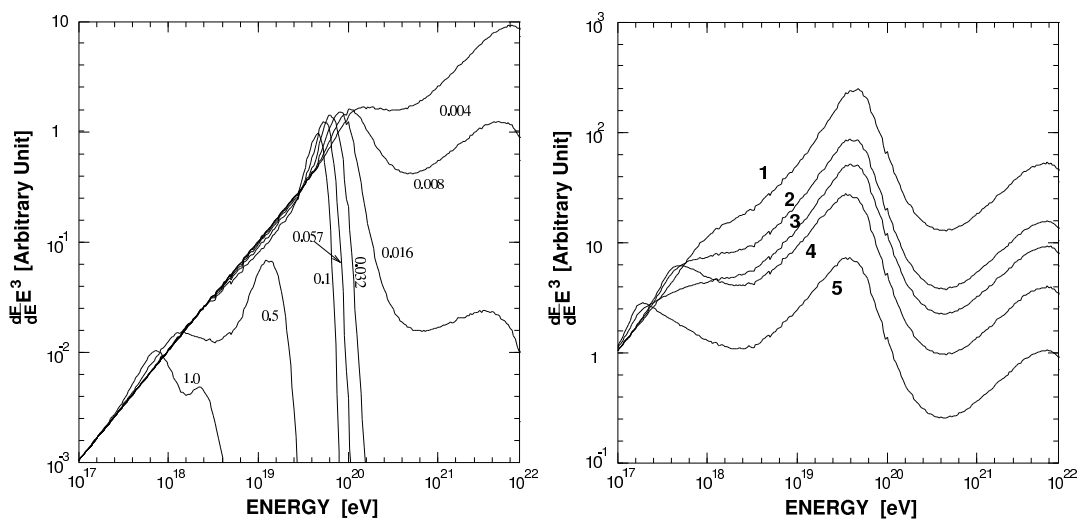


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [14]。左は1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が一様に空間分布しているとして、その分布がいくつかの異なる宇宙線源の進化モデルに従うと仮定した場合。

1.2.2 起源モデル

極高エネルギー宇宙線の起源モデルには多くの候補があり、それらは大きく分けると、ボトムアップモデルとトップダウンモデルという2種類に分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

ボトムアップモデル

何らかの天体あるいは天体现象において、フェルミ加速あるいはその他のメカニズムによって、低エネルギーの宇宙線がより高いエネルギーへと加速され、極高エネルギー宇宙線が放射されているとする放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ。

荷電粒子の衝撃波加速を考えると、荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.17)$$

となる。ここで γ は衝撃波のローレンツファクター、 Z は宇宙線原子核の原子番号、 B は加速領域の磁場の強さ、 R は加速領域の大きさである。図 1.4 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示す [24]。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は極高エネルギー宇宙線の加速源候補となりえない (ガンマ線バースト (GRB)、中性子星が例外) ことがわかる。銀河系外の候補天体は活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

以下、いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる。

- 中性子星

表面の磁場が 10^{13} G を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが、エネルギー損失を考えに入れなければ、原理的には可能である [17]。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わず外部へ脱出できる、という指摘もある [18]。このモデルでは、極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、極高エネルギー宇宙線の到来方向分布 (銀河面への集中) と組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN

活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーが粒子の運動エネルギーとして解放される [20]。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までになると考えられている [21]。

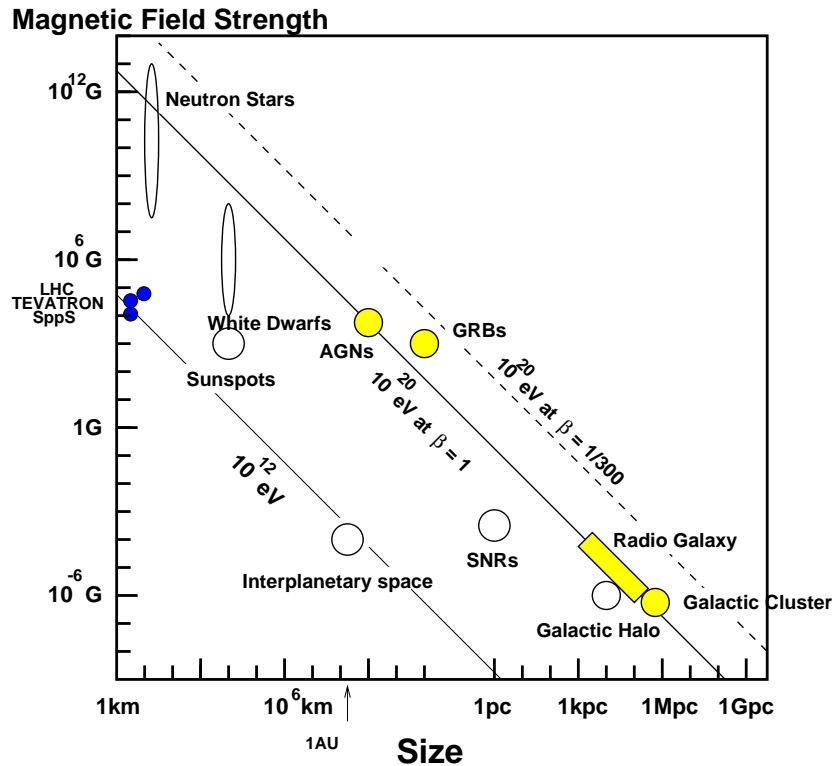


図 1.4: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [24]。

- 電波ローブ

AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており、100 kpc 以上にも渡って広がっている [20]。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている [22]。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN は稀であり、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と一致しない。仮に M87 (地球からの距離 ~ 18 Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と GZK 限界を越えており、遠すぎる。

- GRB

ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象のうち最も激烈なものの一つであり、極高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、極高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である [19]。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50 Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想さ

れているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。

- 銀河団

数 μG オーダーの磁場が 500 kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 1.17) を満たしている [23]。しかし、 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。

トップダウンモデル

前述のように、極高エネルギー宇宙線を既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することは困難である。このため、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて極高エネルギーに達するというボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅

宇宙の初期、すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が、銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [25]。位相欠陥は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数 % だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK カットオフより低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。超重粒子も崩壊によってハドロンジェットを作るが、超重粒子は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。

- Z バースト模型

極高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が極高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである [26]。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。

- 相対論の破れ

極高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴的生成が起こらない、とするモデルがある [27]。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このようにトップダウンモデルが正しく、GZK 限界を超える極高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、 10^9 eV \sim 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器によって直接観測をすることは難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大气と相互作用してできる二次宇宙線(空気シャワー)を検出するという間接測定が行われている。

1.3.1 空気シャワー現象

宇宙線が大气に入射すると、大气中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにこれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。通常空気シャワーは高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、高エネルギーハドロンによる核カスケードからなる。

高エネルギーのガンマ線は、電子対生成により電子と陽電子を作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー E の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.18)$$

ここで、 $v = h\nu/E$ 、 Z はターゲットとなる原子核の原子番号、 r_e は古典電子半径である。従って、制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems.}}$ は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.19)$$

ここで、 X_0 は電子のエネルギーが $1/e$ になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.20)$$

ここで、 N はアボガドロ数、 A はターゲット原子核の質量数である。 X_0 は大气ではおよそ 38 g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.21)$$

となる。ここで、 $u = E/h\nu$ 、 E は生成される電子のエネルギーを表す。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.22)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では 84 MeV である。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンの大気原子核と相互作用した場合には、 π 中間子、 K 中間子などのハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π 中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命 (8.4×10^{-17} sec) で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8}$ sec で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.23)$$

のように崩壊する。 μ^\pm は $\tau = 2.20 \times 10^{-6}$ sec で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

このように崩壊する。これらハドロンの、 π 、 μ が核カスケードを形成する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍、電子の大気中での放射長の約 25 倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードにより多数の粒子が生成される。図 1.5 はこの様子を模式的に表したものである。

1.3.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少する。空気シャワー中の電子成分の場合、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84$ MeV) に近付くと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 の一個のガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.26)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.28)$$

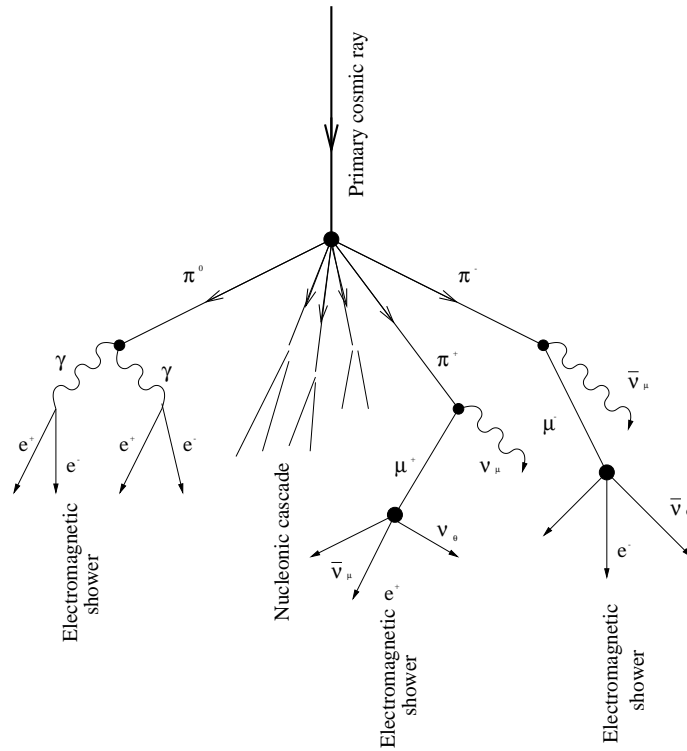


図 1.5: 空気シャワーの模式図。

ここで t は、電子の大気中での輻射長 (38 g/cm^2) を単位とするシャワーが通過した大気厚さである。 s はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジは、シャワーの発達とともにその値が増加し、 N_e (全電子・陽電子数) が最大になるとき、 $s = 1$ となる。

宇宙線陽子がつくる空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.29)$$

ここで N_{\max} は最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \sim 2 \times 10^{-9} \times E_0$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) となる。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.6 に示す。

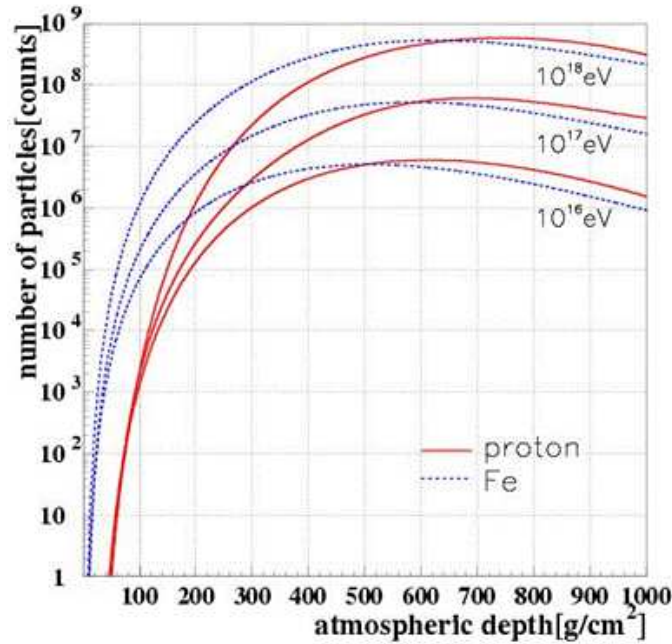


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達。

1.3.3 空気シャワーの横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布は、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる。電磁カスケードの横方向分布粒子密度 $\rho(r)$ は解析的な計算により得られ、それを近似したものが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.30)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.31)$$

である。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が1 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数である。 s はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.7 に示す。

1.3.4 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、地表粒子検出器による観測法と大気蛍光法の2種類がある。

地表粒子検出器による観測法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出し、宇宙線を間接観測する装置は「空気シャワーアレイ」と呼ばれ、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用い

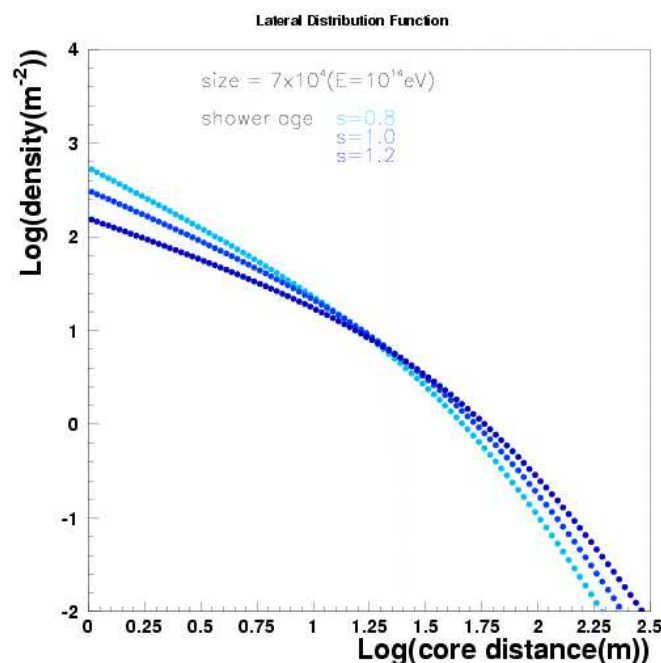


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布。

られてきた。

空気シャワー粒子は、約 90 % の電磁成分 (電子、陽電子、光子) と約 10 % のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分から成る。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管でミューオン検出器を構成し、別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に求められる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群 (シャワー平面) を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求めることができる。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられないという難点がある。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働く。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過

した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ4個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個 (一次エネルギーが 10^{20} eV の場合) にも達し、その発光の継続時間は $30 \mu\text{s}$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30 km 遠方からでも観測することができる。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。

大気蛍光法による空気シャワー観測結果からの一次宇宙線の各種情報の推定は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向 (= シャワー軸) は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線がシャワー軸となる (図 1.8)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成を行う。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (1.29) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの 90 % 以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものである。観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (1.32) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.32)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ X_{max}) から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワー発達関数を推定できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多い。一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定できる。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げて掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。なお、この大気蛍光の観測に用いられる望遠鏡を「大気蛍光望遠鏡 (以下、FD)」と呼ぶ。

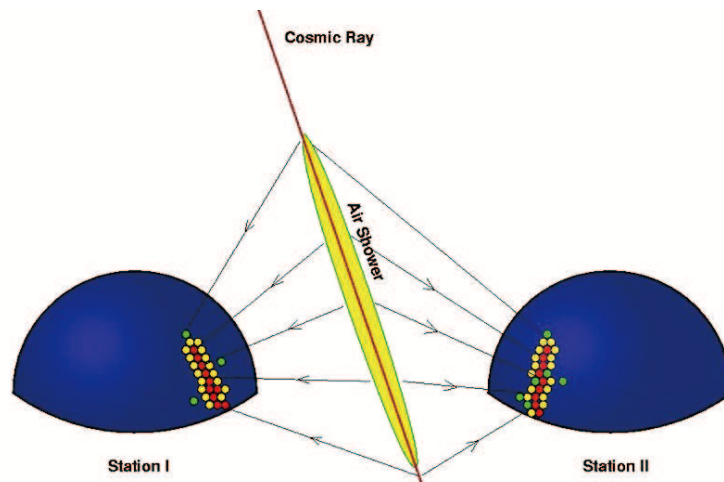


図 1.8: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図。

1.3.5 極高エネルギー宇宙線の観測

現在、極高エネルギー宇宙線の観測を行っているのは主に、Telescope Array experiment (以下、TA) と Pierre Auger Observatory (以下、Auger) の2つの実験グループである [13]。

- Auger

Auger の観測装置は、アルゼンチン・Mendoza 州 Malargüe 付近で運用されており、その標高は 1400 m である。2004 年 1 月から観測を開始している。また、全ての観測装置の建設が完了したのは 2008 年 6 月である。1600 台の水チェレンコフ検出器で構成されるアレイ面積 3000 km² に及ぶ地表検出器アレイと、4 ステーション (各ステーション 6 台、計 24 台) の FD を備えている。地表検出器はほぼ 100 % の duty cycle で運用されており、FD と共に運用されていたのはそのうち 14 % である。Auger の地表検出器のみでの角度分解能は 1° ~ 2° であり、FD と合わせた「hybrid mode」では 1° 以下になる。エネルギー分解能は、3 EeV 以上の宇宙線で約 15 % である。また、系統誤差は 22 % である。

- TA

TA は、かつて行われていた極高エネルギー宇宙線観測実験である、AGASA のシンチレーション地表アレイの技術と Fly's Eye の FD の技術を引き継いだ実験である。TA の観測装置は、アメリカ・Utah 州 Delta 付近で運用されており、その標高は 1400 m である。2008 年 5 月から観測を開始している。507 台のシンチレーション検出器で構成されるアレイ面積 730 km² に及ぶ地表検出器アレイと、3 ステーション (2つのステーションに 12 台ずつ、1つのステーションに 14 台、計 38 台) の FD を備えている。TA の角度分解能は 10¹⁹ eV 以上の宇宙線で 1°.5 である。エネルギー分解能は約 20 % である。また、系統誤差は 21 % である。

Auger および TA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルに、エネルギーの 2.68 乗をかけたものを図 1.9 に示す。両者のスペクトルに共通して、 4×10^{18} 付近に ankle

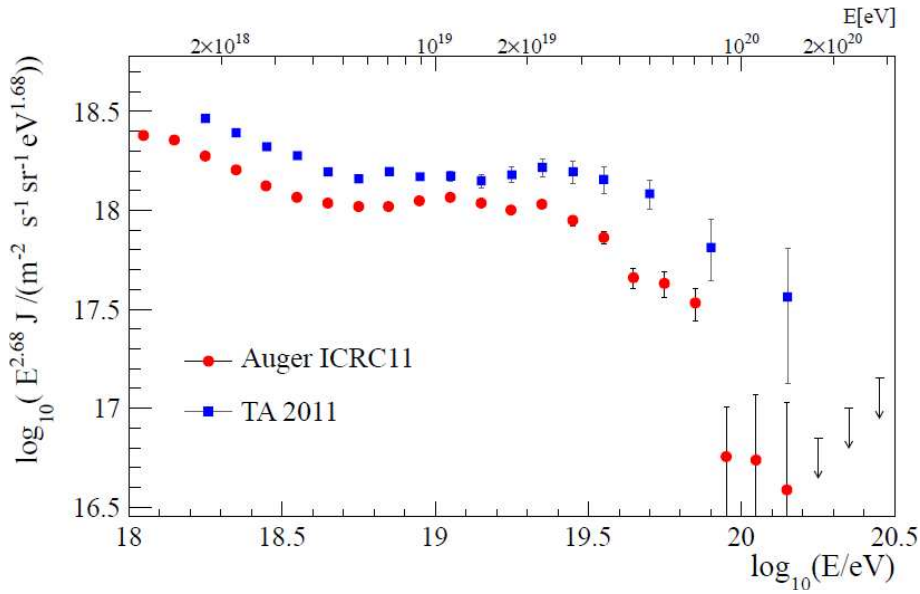


図 1.9: Auger および TA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [13]。

が見受けられる。もし相対論的衝撃波によって加速される最大エネルギーがこのエネルギー領域まで達するのであれば、この ankle は銀河系内起源の宇宙線から銀河系外起源の宇宙線への移り変わりによる効果である可能性がある。ただし、より低いエネルギー ($\sim 2 \times 10^{17}$ eV) で銀河系内起源の宇宙線のスペクトルが終わっているとすれば、この ankle は電子-陽電子対生成によるエネルギー損失の効果であるのかもしれない。また、 4×10^{19} eV 以上のエネルギー領域において、両者のスペクトルが共通して減少していることがわかる。これは、GZK カットオフによる効果である可能性がある。このように、Auger と TA のスペクトルには共通した特徴がある。しかしながら、両者のエネルギースケールには差異があることも書き加えておく。

Auger および TA によって観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と、Veron-Cetty & Veron (VCV) カタログによる近傍 (≤ 75 Mpc) の AGN との相関をそれぞれ、図 1.10、図 1.11 に示す。Auger で観測された 57 EeV 以上のイベントのうち、AGN との相関が見られるイベントの割合は 33 % (84 イベント中 28 イベント) であった。一方、TA で観測された 57 EeV 以上のイベントのうち、AGN との相関が見られるイベントの割合は 40 % (20 イベント中 8 イベント) であった [13]。

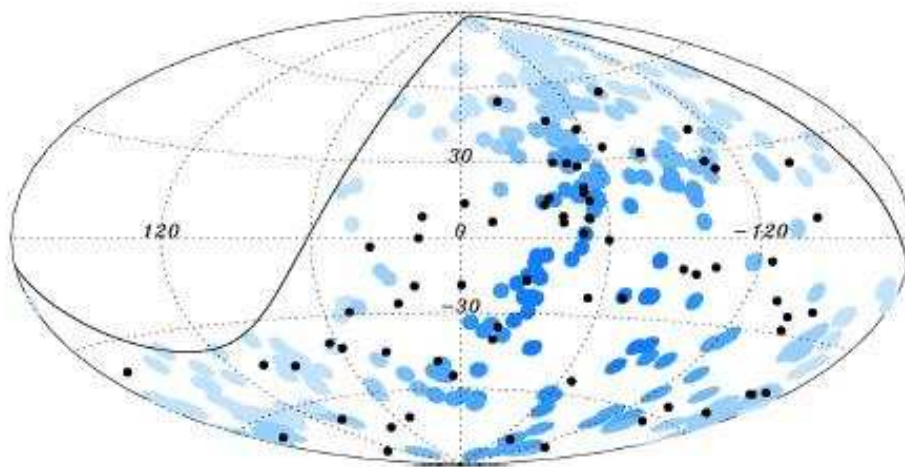


図 1.10: Auger によって観測された 55 EeV 以上の宇宙線の到来方向が黒点で示されている (銀河座標系)[13]。視野の境界線は天頂角 60° に相当する。半径 $3^\circ.1$ の青丸は VCV カタログによる AGN を表す。

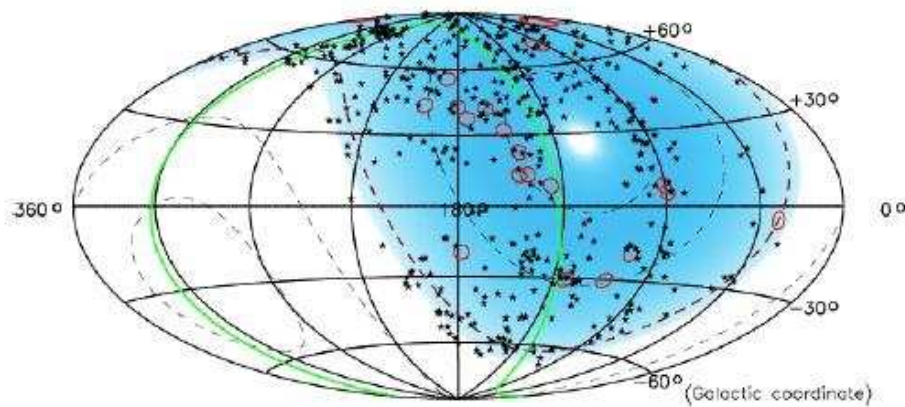


図 1.11: TA によって観測された 57 EeV 以上の宇宙線の到来方向が半径 $3^\circ.1$ の赤円で示されている (銀河座標系)[13]。視野の境界線は天頂角 45° に相当する。黒点は VCV カタログによる AGN を表す。

第2章 電波による宇宙線観測

2.1 電波による宇宙線観測のメリット

2.1.1 電波による観測のメリット

現在の宇宙線観測装置とその問題点

現在、世界で様々な宇宙線観測装置が運用されている。そのなかで、氷、海水、岩塩、月地殻をターゲットボリュームとする宇宙線観測装置は高エネルギーニュートリノ専用のものである。これに加えて極高エネルギーガンマ線・極高エネルギー宇宙線も同時に観測可能な、「大気」をターゲットボリュームとする観測装置こそ、研究成果が多様かつ豊富であると期待できる。

さらに、本格的な粒子線天文学を担う観測装置は、ニュートリノ、ガンマ線、陽子、原子核を区別するために空気シャワーの縦方向発達を観測し、相互作用モデルに左右されないカロリメトリックなエネルギー推定が可能な検出器でなければならない。現在確立されているカロリメトリックなエネルギー推定が可能な宇宙線観測方法は、シャワー粒子による大気蛍光を検出する方法のみである。しかし、この方法では、観測時間が月のない夜間に限られることから duty factor $\sim 10\%$ を超えることができないこと、天候の影響を受けるために設置場所が気象条件の良い場所に限定されること、という大きな2つの欠点がある。

2.1.2 電波による空気シャワー観測の可能性

検出器の巨大化を進めるために、今もっとも盛んに研究開発が行われているのは、シャワー粒子などが放射する電波を検出する方法である。電波は荷電粒子や可視光に比べ、波長帯を選べば直進性と長距離伝達性が良く、さらに、これらが天候に左右されにくい。

本研究が目指す、空気シャワーからの GHz 帯の電波を検出する方法の大きな特徴は、

- 比較的小型の検出器であっても 1° 程度の空間分解能が得られる
- 大気による減衰が無視できるほど小さく、かつ昼夜関係なく観測可能である

という2点にある。十分な空間分解能を持った検出器を多数配置することによって、大気蛍光望遠鏡による観測と同様に、空気シャワーを「撮像」することが可能である。しかも、天候・昼夜に関係なく観測可能であり、duty factor = 100% のカロリメトリックな観測装置が実現できる。

本研究で使用する C バンド・Ku バンド検出器は衛星放送受信用アンテナであるため、検出器は軽量でありメンテナンスも容易で、しかも量産品が安価に流通しているため、大気蛍光望遠鏡 (FD) よりも大幅なコストダウンが期待できる。さらに、電波検出器ならば、従来の粒子線観測装置のように砂漠や南極に建設される必要はなく、交通機関、通信、電力など

の社会的インフラストラクチャーの整備された場所に設置することも可能である。このことは、それらのインフラストラクチャーの設置と維持・利用にかかるコストを下げることに伴い、より多くの検出器をより広範囲に設置することが可能になると期待できる。

2.1.3 10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置への期待

日米韓共同で建設し稼動を開始した TA 実験、南米の Auger 実験、南極の Ice Cube 実験などによって、極高エネルギー ($\geq 10^{20} \text{ eV}$) 宇宙線 (UHECR)、高エネルギー ($\geq 10^{16} \text{ eV}$) ニュートリノ (HE ν) など宇宙空間を直進する粒子の観測による天文学が創始されようとしている。しかし、年間事象数は 1 から 10 程度にとどまり統計量は十分ではない。十分な統計量、年間 1000 事象を検出するためには、 10^5 km^2 の検出面積をもつ観測装置が必要であり、電波による観測ではこの面積に到達できる可能性がある。そのような観測装置が完成した場合、以下の内容が期待できる。

高エネルギー粒子起源天体の直接的な研究

これまでは、高エネルギー電子から放射される光を検出するという高エネルギー粒子加速現象の間接的観測とその研究しか行われてこなかった。しかし、UHECR 観測は天体で加速された粒子を直接検出し、そのエネルギー、組成を測定するものであり、それら生成・加速についての理解が大きく進展する。

最高エネルギーでの特殊相対性理論の検証

UHECR の宇宙背景放射光子との相互作用による減衰を測定することで、 γ ファクター = 10^{11} という極限的高エネルギー領域においての特殊相対性理論を検証する。

宇宙論的 UHECR(=トップダウンモデルによる最高エネルギー粒子生成) の可能性

高い統計精度のもとづく観測によって、UHECR が宇宙初期に生成された WIMP や宇宙の相転移に伴う位相欠陥の相互作用起源であるとするトップダウン理論モデルを検証できる可能性がある。もしこのモデルが正しければ、その成果は宇宙論に対して衝撃的な影響を及ぼす。

極高エネルギー宇宙線による宇宙空間測定

極高エネルギー宇宙線の放射源・エネルギー・核種が明らかになると、それらから放射される極高エネルギー宇宙線の磁場による偏向、エネルギー分布の伝播過程での変化から、宇宙空間磁場や光子場を調べるのが可能となる。

極高エネルギー宇宙線を用いた素粒子物理学

空気シャワー、すなわち極高エネルギー宇宙線と大気原子核とのカスケード的反応、の高精度な観測と再構成によって、 10^{20} eV という実験室系エネルギーでの素粒子相互作用を研究する。特に、高グルーオン密度状態でのハドロン相互作用を研究する。さらに、標準モデルを超えた現象、余剰次元ブラックホールの発見も期待できる。これらの発見と解明は現在の宇宙論の基礎ともなっている高エネルギー物理学の枠組みを変えうるものである。

ニュートリノによる宇宙最遠 (=最初期) の観測

光によらない観測は宇宙の晴れ上がり以前の最初期を直接「見る」手段である。この実現可能性はニュートリノと重力波以外にはない。

2.2 分子制動放射

弱くイオン化された大気中での分子制動放射 (Molecular Bremsstrahlung Radiation, MBR) は、自由電子が周辺の大気分子と衝突することで生成される。MBR は、10 eV 以下の電子 (ただし、速度分布は等方的でマクスウェル分布に従うと仮定) から来る放射として、熱的過程として古典的に扱くと、定常状態の MBR は等方的で偏光がないと予想され、相対論的粒子からの指向性の高い制動放射とは大きく異なる。

空気シャワーからの MBR 観測は、シャワーに沿った MBR 強度、つまり、その電離成分をマッピングすることで、大気蛍光観測からの窒素励起のマッピングと同様に、シャワーをカロリメトリックに測定することができる。MBR と大気蛍光はいずれもシャワーの周囲の全方向に放射されるため、シャワーのトラックからシャワーの粒子数発達を「撮像」でき、二次元的にシャワーの形状を定めることができる。さらに、到達時刻情報からシャワー発達点の奥行きを決定でき、シャワーの 3 次元的位置関係と粒子数発達 (縦方向発達) の両方について完全な再構成ができる。

相対論的速度で進むシャワー粒子の通過後、電子の熱化時間 t_{th} の間、MBR が継続する。 t_{th} は電子と大気分子の弾性・非弾性衝突の両方によって決まり、1 気圧の乾燥大気中で t_{th} は 10 ns 程度であると予想されている。シャワーがアンテナの視野を通過する間、その放射は受信され続ける。4 GHz の電波を口径 1.8 m のアンテナで観測する場合、受信の継続時間は遠方のシャワーで数 μ s 程度になる [2]。

2004 年、SLAC にて AMBER グループによる加速器実験が実施された [2]。これは、28 GeV の電子ビームを 90% Al_2O_3 - 10% SiO_3 でできたターゲットに衝突させ、物質放射長 (radiation lengths of material) が 0 ~ 14 の様々な粒子数をもつ疑似空気シャワーを生成し、それらから放射される MBR を観測するという実験である。この実験での 4 GHz (C バンド) 放射の観測結果を図 2.1 に示す。この実験によって、この放射は強力で、部分的にコヒーレントな放射であることが判明したとされている。またこのグループによれば、ビーム由来のバックグラウンド信号は存在しなかったと主張されている。

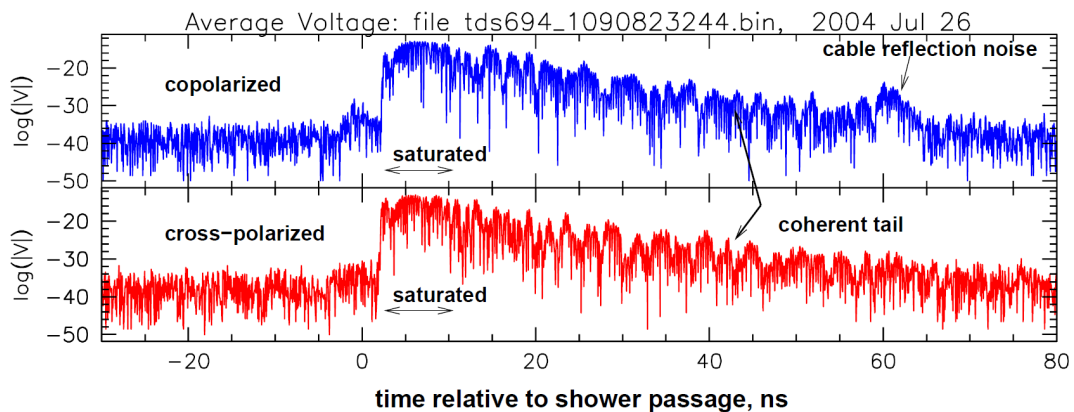


図 2.1: AMBER グループによる SLAC での加速器実験の結果の 1 例 [2]。2 種類の偏波で検出した 100 トリガーの平均波形である。

2.3 現在までの研究開発

MBR に関する研究はハワイ大学を中心とする AMBER グループによって始められたが、わずか 2 回の加速器実験の後、人的資源の枯渇によって事実上終了となった。しかし、彼らの研究開発は MBR 検出法の大きなポテンシャルを示した [2]。現在、CROME、MIDAS、EASIER などのグループが電波観測に関する研究開発を実施している [3]。

CROME

KASCADE-Grande 空気シャワーアレイとコインシデンスを取った電波観測が行われている。観測装置のセットアップには、数基のパラボラアンテナと高速読み出しエレキが含まれている。CROME の観測ターゲットは、MBR やチェレンコフ放射によるマイクロ波である。KASCADE-Grande 空気シャワーアレイの上空へ向けて、市販の GHz 帯用のアンテナが設置されており、それらの電波望遠鏡のトリガーは KASCADE-Grande の空気シャワーアレイから供給される。

CROME で運用されているアンテナは、2.3 m dish に LNB 1 ch を設置した 1-1.8 GHz 用電波望遠鏡 1 基 (本来は 21 cm 水素線観測用)、3.4 m dish に LNB 9 ch を設置した C バンド用電波望遠鏡 2 基、0.9 m dish に LNB 1 ch を設置した Ku バンド用電波望遠鏡 1 基、である。CROME で用いられている C バンド用アンテナを図 2.2 に示す。

KASCADE-Grande 空気シャワーアレイ内の CROME の装置全体のレイアウトを図 2.3 に示す。KASCADE-Grande 空気シャワーアレイの中央の 12 基の scintillator stations から、1 日あたり数 100 events のトリガーが供給される。再構成後のシャワーコアが図 2.3 の破線内 ($\sim 2.0 \times 10^5 \text{ m}^2$) にあるシャワーのデータのみが解析に用いられている [4]。

MIDAS

MIDAS の望遠鏡は、シカゴ大学に設置されており、市販のマイクロ波アンテナと特注の electronics を用いて構築された、マルチチャンネルの電波望遠鏡である。MIDAS は独立して



図 2.2: CROME にて用いられている C バンドアンテナ。dish には、分割パラボラアンテナ Prodelin 1344 (直径 335 cm、焦点距離 119 cm) が用いられている。また、カメラには、9ch いずれも、C-band 用直線偏光 LNB Norsat 8215F が用いられている。

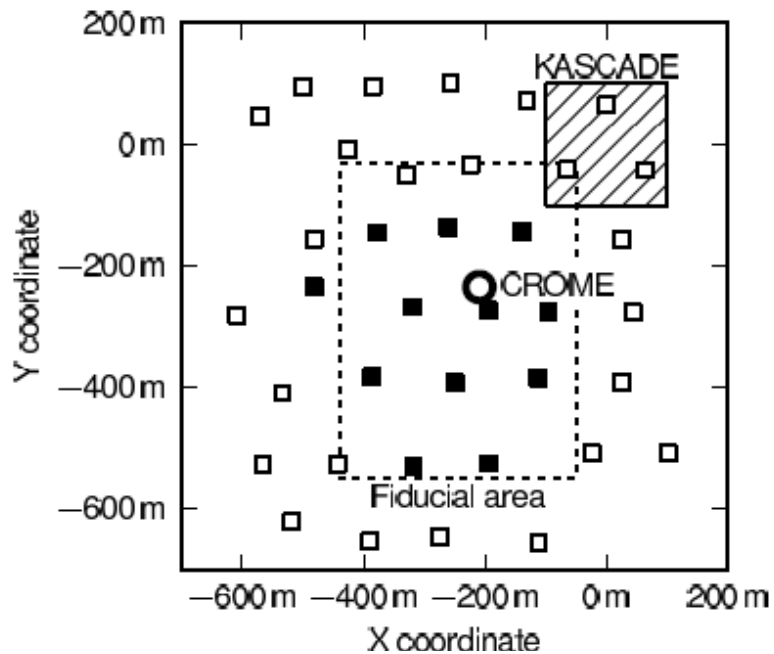


図 2.3: KASCADE-Grande 空気シャワーアレイ内の CROME アンテナの配置。CROME が中央やや上方に ○ で示されている。KASCADE-Grande 空気シャワーアレイの scintillator stations が □ で示されている。それらのうち、CROME にトリガーを供給している scintillator stations が ■ で示されている。独立した electron カウンターとミューオンカウンターをもつ KASCADE アレイからの情報を、ミューオン数の見積りに用いている。



図 2.4: 左: 53 ch の feeds を備えた MIDAS のアンテナ。右: feed 部分の拡大図。

設計され、FPGA トリガーによるセルフトリガーシステムや、マイクロ波領域のイベントを捕らえるための 20 MHz の ADC を備えている。

使用されているアンテナは 4.5 m の prime focus パラボラアンテナで、シカゴ大学の屋上に設置されている。このアンテナを図 2.4 に示す。このアンテナは仰角方向に 90° ・方位角方向に 100° の可動域をもつ全可動型のアンテナである。MIDAS の LNB には、53 feeds の拡張 C バンド (3.4-4.2 GHz) 用の LNBF が用いられている。これらの feeds は市販の衛星放送用機器を用いて構成されている。各 feed はフィードホーン、LNA (low noise amplifier)、低周波変換機を内蔵したパッケージになっている。feed は供給電圧を切り替えることにより、水平偏波と垂直偏波に対応させることができる。また、dish 中央にキャリブレーション用のパッチパネルアンテナを備える。さらに、この望遠鏡は全可動型なので点源観測が可能であるため、このことを利用して、既知の電波フラックスをもつ天体を観測することによるキャリブレーションも可能である。これらの電波源を観測したときの値と、既知の値とを比較してチェックする。これにより、システムのノイズ温度が測定できる。野辺山電波観測所で測定された C バンドでの Solar flux を用いて、それを MIDAS で測定された値と比較することにより、MIDAS のシステムのノイズ温度は ~ 110 K であるとわかった。

ハードウェア開発と平行して、MIDAS 用のモンテカルロシミュレーションの開発も行われた。このシミュレーションには、観測に基づく宇宙線のエネルギースペクトルおよび空気シャワー構造が用いられている。シミュレートされる EAS の分子制動放射のパラメータは、Gorham らによって測定された値 [2] を基にしている。各 feed のビームパターンとエレクトロニクスの応答は、先述したキャリブレーションの過程で得られた値から設計されている [5]。



図 2.5: Auger 実験の地表検出器の上に取り付けられた、EASIER アンテナ試作機 (矢印で示されている)。

EASIER

宇宙線空気シャワーからのマイクロ波放射を、Auger 実験で運用されている地表検出器の各水チェレンコフタンクに設置されたアンテナで観測する。各マイクロ波アンテナは天頂まわりに $\sim 60^\circ$ の広い視野をもつ。

EASIER の望遠鏡には、地表検出器に用いられている既存の配電・エレクトロニクスが使用されており、地表検出器とのデータ収集系の統合を容易にしている。EASIER のデータ収集は、地表検出器のトリガーと連動して行われるようになっている。

EASIER アンテナの有効範囲は、MIDAS で用いられているような巨大な dish に比べてかなり小さい。しかしながら、少なくとも 1 基の EASIER アンテナが、常にシャワー軸からアレイ間隔 (750 m) の半分以下の距離に位置するような配置になっている点、また、shower maximum からの距離も通常は ~ 3 km で、MIDAS の ~ 10 km よりも近いという点、さらに、EASIER は下方からのシャワーも観測しているという点によって、原理的には EASIER アンテナのデメリットである有効範囲の小ささを補うことができる。EASIER と MIDAS の感度は同程度であり、またお互いに相補的なものである。

EASIER アンテナ試作機が Auger 実験の地表検出器の一部にインストールされている。この試作機を図 2.5 に示す。この最初のテストには、市販の C バンド用 LNB が用いられている。試作機から得た経験を基に、自作の高品質な広帯域ホーンアンテナか、対数周期ダイポールアンテナアレイ (LPDA : log-periodic dipole array antenna) が、電波天文学で使われている低雑音増幅器 (LNA : low noise amplifier) とともに開発・配備される予定である。

2.4 本研究の狙い

本研究で開発する観測法は、シャワー中の電子成分粒子からの MBR を、特に 12GHz マイクロ波帯 (Ku バンド) で検出する方法である。この方法では、空気シャワーの縦方向発達を測定できるほどの空間分解能を容易に達成できる。結果として、大気をターゲットとし、カロリメトリックなエネルギー推定と粒子種判別が可能であるという大気蛍光法の利点と、duty factor = 100 % という地表検出器アレイの利点の両方を持った、新しい空気シャワー検出法となる可能性を有している。

これまでに MBR 検出器と宇宙線観測装置との同期観測が各グループによって行われてきたが、宇宙線空気シャワーイベントがマイクロ波望遠鏡によって確かに観測されたことはなく、放射特性もまったく明らかになっていない。本研究ではそれらの解明に挑む。そして、その結果得られる成果は新しい宇宙線観測法の基礎となり、粒子線天文学のための観測装置の基本原理となると期待される。

第3章 電波観測装置

3.1 マイクロ波望遠鏡の製作

3.1.1 マイクロ波望遠鏡

今回用いたマイクロ波望遠鏡は、アンテナ、LNB(Low Noise Block)、パワーセンサ、簡易スペクトラムアナライザ、デジタルマルチメータ、デジタルオシロスコープ、ADCカード、データ収集用PCなどからなる。

3.1.2 装置の詳細

アンテナ

アンテナはLNBに電波を集波するための“dish”である。Cバンド、Kuバンドのアンテナは放物面の形状をとっており、一定の角度から入射する電波を焦点に集める。本研究で用いたアンテナは以下の2種である。また、それらの仕様を表3.1に掲げる。

- Kuバンド用アンテナ
日本アンテナ製 CBS45AST (LNBFが付属している)
- Cバンド用アンテナ
J-ANTENNA 製 JANR120PAC

| 機種名 | CBS45AST | R120PAC |
|---------|--------------------|--------------------|
| 受信周波数範囲 | 11.7 - 12.75 [GHz] | 3.4 - 4.2 [GHz] |
| アンテナ口径 | 45 [cm] | 120 [cm] |
| アンテナ利得 | 33.8 - 34.2 [dBi] | 31.64 - 33.48 [dB] |

表 3.1: アンテナ (dish) の仕様。

フィードホーン

LNBの前に付ける、ラッパ状のアンテナである。LNBとフィードホーンが一体となったもの(LNBF)も多く、本実験で用いたものはいずれもLNBFである。

LNB

LNB(Low Noise Block) はアンテナの焦点に設置され、フィードホーンやアンテナによって集波された電波を受けとる。局部発信器(以下、局発)を内蔵しており、受信した電波と局発との周波数の差分を出力する。例えば、局発周波数が11 GHz のLNBで12 GHz の電波を受信した場合、LNBからは1 GHz の電気信号が出力される。これにより、周波数の“down-convert”を行う。また信号を増幅する増幅器も内蔵している。本実験で用いたLNBFは以下の2種である。また、それらの仕様を表 3.2 に掲げる。

- Kuバンド用 LNBF
日本アンテナ製 CBS45AST (付属品)
- Cバンド用 LNBF
Zinwell 製 ZCF-D21B

| 機種名 | CBS45AST | ZCF-D21B |
|-----------|--------------------|--|
| 受信周波数範囲 | 11.7 - 12.75 [GHz] | 3.4 - 4.2 [GHz] |
| 受信偏波 | 右円偏波 | 直線偏波 |
| 出力周波数 | 1032 - 2072 [MHz] | 950 - 1750 [MHz] |
| 局発周波数 | 10.678 [GHz] | 5.15 [GHz] |
| コンバータ総合利得 | 53 ± 5 [dB] | 65 [dB] |
| 使用温度範囲 | -30 - +50 [°C] | -40 - +60 [°C] |
| 電源 | DC+15 [V] | 垂直偏波 11.5 - 14.2 [V], 水平偏波 15.8 - 19.0 [V] |
| 消費電流 | 110 [mA] 以下 | 150 [mA] |

表 3.2: LNBF の仕様。

直流安定化電源

LNBF およびパワーセンサに電源を供給するための直流電源である。本実験で用いた直流安定化電源を以下に示す。また、その仕様を表 3.3 に掲げる。

- TEXIO 製 PW24-1.5AQ

パワーセンサ

LNB から受けとった交流信号の振幅を、DC 電圧に変換して出力する回路である。本実験で用いたパワーセンサは以下の2種である。自作パワーセンサの回路図を図 3.1 に、完成した自作パワーセンサを図 3.2 にそれぞれ示す。また、自作パワーセンサに用いた部品を表 3.4 に掲げる。

- 自作パワーセンサ [6]
- Mini-Circuits 製 ZX47-60-S+ [7]

| 型式 | PW24-1.5AQ | | | |
|---------|--------------|--------------|------------|--------|
| 項目 | Aチャンネル | Bチャンネル | Cチャンネル | Dチャンネル |
| 出力電圧 | 0 - +24 [V] | 0 - -24 [V] | 0 - +8 [V] | |
| 電圧設定分解能 | 10 [mV] | | 1 [mV] | |
| 出力電流 | 0 - +1.5 [A] | 0 - -1.5 [A] | 0 - +2 [A] | |
| 電流設定分解能 | 1 [mA] | | | |

表 3.3: 直流安定化電源の仕様。

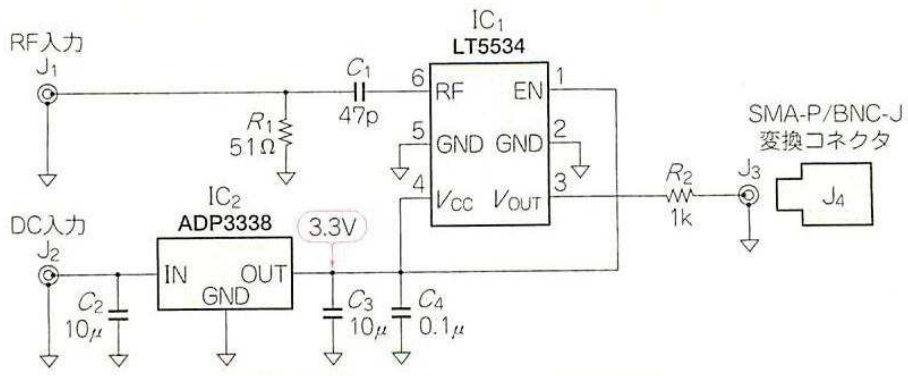


図 3.1: 自作パワーセンサの回路図 [6]。

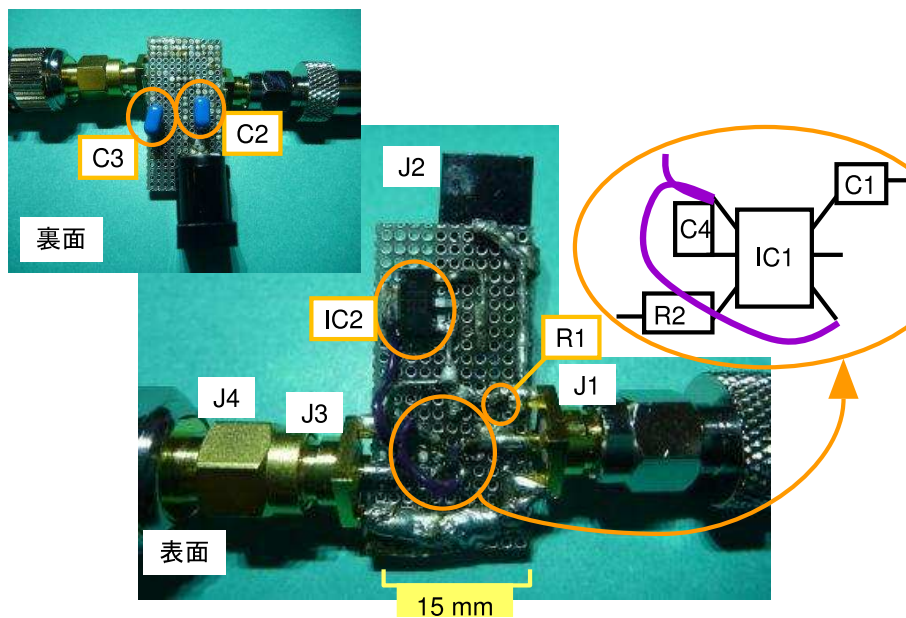


図 3.2: 製作した自作パワーセンサ。

| 部品番号 | 品名 | 型名または仕様など |
|---------------------------------|----------------------|-------------------------|
| IC ₁ | パワーセンサ IC | LT5534 |
| IC ₂ | 3 端子レギュレータ | ADP3338 |
| C ₁ | チップ・コンデンサ | 47 pF (1005 サイズ) |
| C ₂ , C ₃ | 積層セラミック・コンデンサ | 10 μ F |
| C ₄ | チップ・セラミック・コンデンサ | 0.1 μ F (1005 サイズ) |
| R ₁ | チップ抵抗 | 51 Ω (1608 サイズ) |
| R ₂ | チップ抵抗 | 1 k Ω (1608 サイズ) |
| J ₁ | 基板取り付け型 SMA コネクタ | C-01422 |
| J ₂ | DC ジャック | MJ-179P |
| J ₃ | 基板取り付け型 SMA コネクタ | S-030 |
| J ₄ | SMA-P/BNC-J 変換コネクタ | S-012 |
| - | 1.27 mm ピッチ・ユニバーサル基板 | 両穴スルーホール, ガラスエポキシ |

表 3.4: 自作パワーセンサに用いた部品の一覧。

ハイパスフィルタ

パワーセンサから出力される電圧値の波形データを、ADC カードのレンジ内に収めるために用いる。本実験で用いたハイパスフィルタを以下に示す。

- Mini-Circuits 製 BHP-200+ [8]

簡易スペクトラムアナライザ

パワーセンサから出力される波形の周波数スペクトラムを観測するために用いる。本実験で用いた簡易スペクトラムアナライザを以下に示す。また、その仕様を表 3.5 に掲げる

- GigaSt 製 GigaSt v5 [9]

デジタルマルチメータ

パワーセンサから出力された電圧値の波形データを記録するために用いる。本実験で用いたデジタルマルチメータを以下に示す。

- KEITHLEY 製 2000 型

デジタルオシロスコープ

パワーセンサから出力された電圧値の波形データを記録するために用いる。本実験で用いたデジタルオシロスコープを以下に示す。また、その仕様を表 3.6 に掲げる。

- Tektronix 製 TDS3032B

| | |
|--------------|--|
| SP 周波数 | 3 - 12000 [MHz] |
| TG 周波数 | 3 - 4000 [MHz] |
| SPAN | 0 - 12 [GHz] (500[MHz] 以下は任意,500[MHz] 以上は 500[MHz] 単位) |
| SG 周波数 | 3 - 4000 [MHz] |
| 最大入力レベル | 0 [dBm] (CW) , +10 [dBm] (Peak) |
| 最小設定周波数単位 | 1 [kHz] |
| AD 変換精度 | 12 [bit] |
| PC との通信 | USB , 1 [Mbps] |
| 電源 | USB 経由 , 5 [V] , 240 [mA] |
| イメージ・キャンセル機能 | 有 |

表 3.5: 簡易スペクトラムアナライザの仕様。

| | |
|---------------------|--|
| 型式 | TDS3032B |
| 帯域幅 | 300 [MHz] |
| チャンネル数 | 2 |
| 各チャンネルの最高サンプリング・レート | 2.5 [GS/s] |
| 垂直分解能 | 9 [bit] |
| 入力インピーダンスの選択 | 1 [M Ω] (並列容量 13 [pF]) または 50 [Ω] |

表 3.6: デジタルオシロスコープの仕様。

ADC カード

パワーセンサから出力された電圧値の波形データを記録するために用いる。本実験で用いた ADC カードを以下に示す。また、その仕様を表 3.7 に掲げる。

- Interface 製 CSI-320110 [10]

| | |
|------------|-------------------|
| 型式 | CSI-320110 |
| 分解能 | 10 [bit] |
| 最高サンプリング速度 | 40 [MS/s] |
| チャンネル数 | 差動 2 |
| 搭載メモリ | 4 [MS/ch] |
| 入力レンジ | バイポーラ ± 1 [V] |

表 3.7: ADC カードの仕様。

データ記録用 PC

デジタルマルチメータ、デジタルオシロスコープ、ADC カードから取得した計測データを記録するために用いる。

3.1.3 データ収集の流れ

本研究では、アンテナと LNB の組み合わせとして、以下の組み合わせを用いた。

- 45 cm Ku バンド用オフセットパラボラアンテナと、これに付属する LNBF(以下、BS アンテナ)
- 1.2 m C バンド用オフセットパラボラアンテナと、C バンド用 LNBF(以下、C バンドアンテナ)
- 1.2 m C バンド用オフセットパラボラアンテナと、BS アンテナに付属していた LNBF(以下、ハイブリッドアンテナ)

dish の焦点に LNBF を設置し、フィードホーンから供給された信号を LNB で増幅・down-convert し、同軸ケーブルを通してパワーセンサに送る。パワーセンサから出力される波形をデジタルオシロスコープや ADC カードで読み取り、記録用 PC にデータを記録していく。また、この一連のデータ収集は、空気シャワーアレイや大気蛍光望遠鏡 (FD) からの外部トリガーによって行われる。

本研究ではまず、大阪市立大学の理学部棟屋上にて、図 3.3 に示すセットアップを用いて、装置の性能確認のために衛星放送用通信衛星や太陽の観測を行った (2009 年 11 月 20 日～)。その後、同所にて、図 3.4 (2010 年 5 月 13 日～)、図 3.5 (2011 年 5 月 17 日～) に示すセットアップを用いて、空気シャワーアレイと連動して空気シャワーからの電波放射の観測を行った。さらに、米国ユタ州にある TA 実験の FD サイトにて、図 3.6 に示すセットアップを用いて、電子加速器からの電波放射の観測を想定して、FD と連動した試験観測を行った (2011 年 10 月 15 日～)。

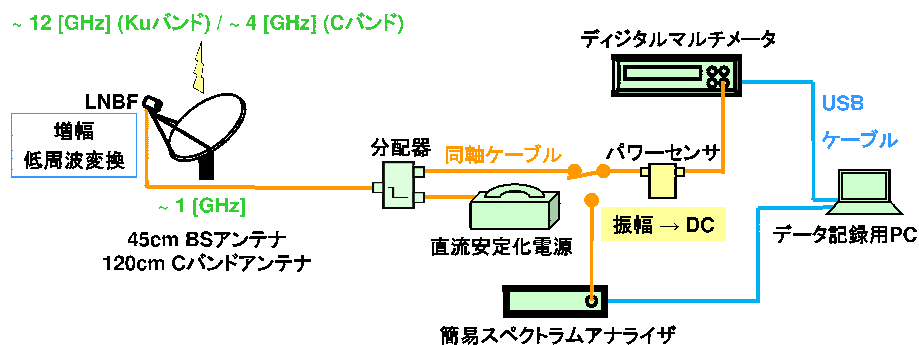


図 3.3: 衛星放送用通信衛星や太陽を観測するためのセットアップ (2009 年 11 月 20 日～)。

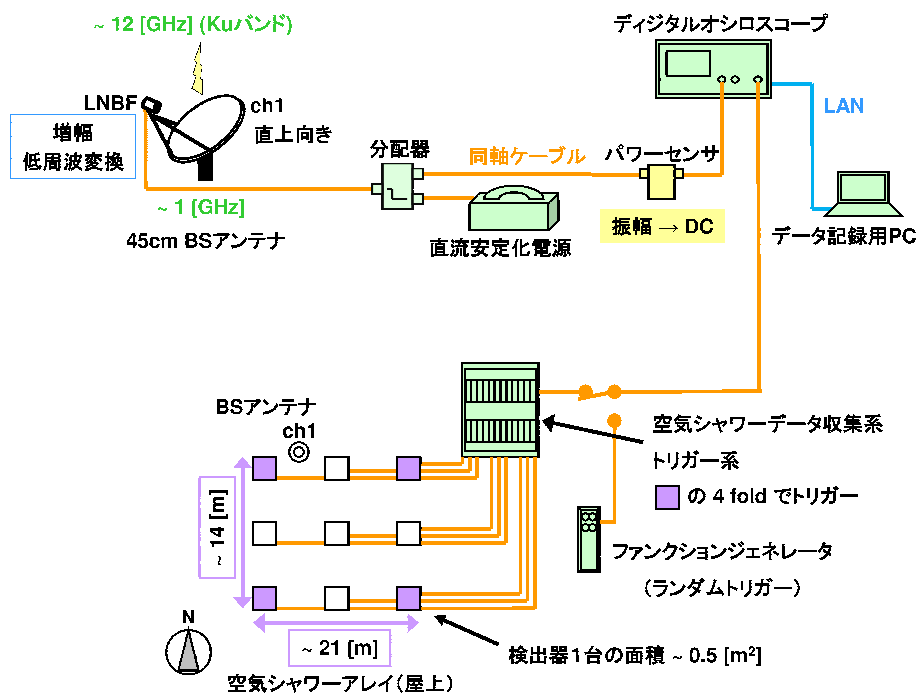


図 3.4: 空気シャワーアレイとの同期観測のためのセットアップ (BS アンテナ 1 基)(2010 年 5 月 13 日 ~)。

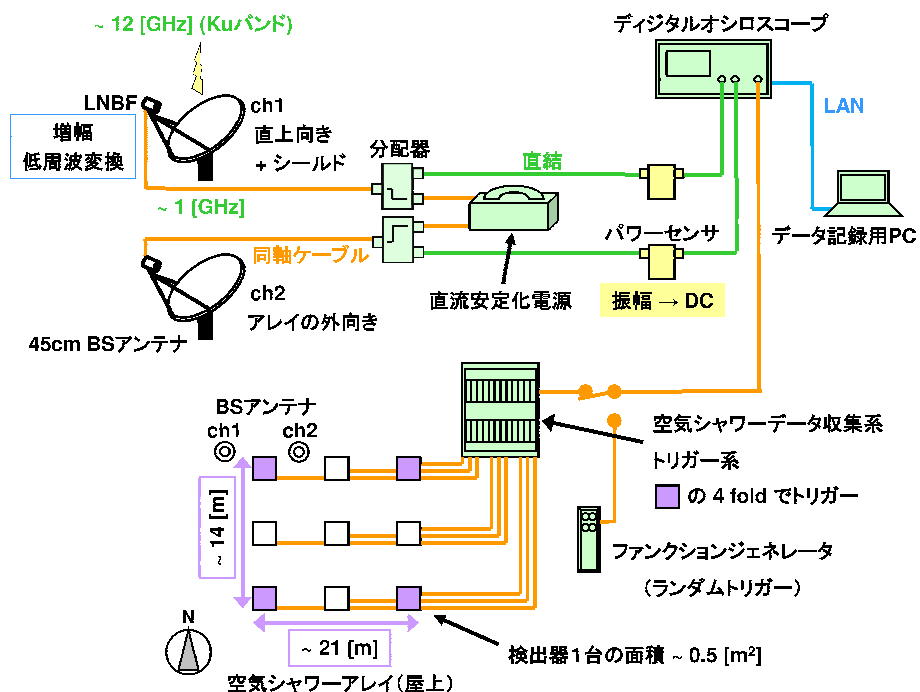


図 3.5: 空気シャワーアレイとの同期観測のためのセットアップ (BS アンテナ 2 基)(2011 年 5 月 17 日 ~)。

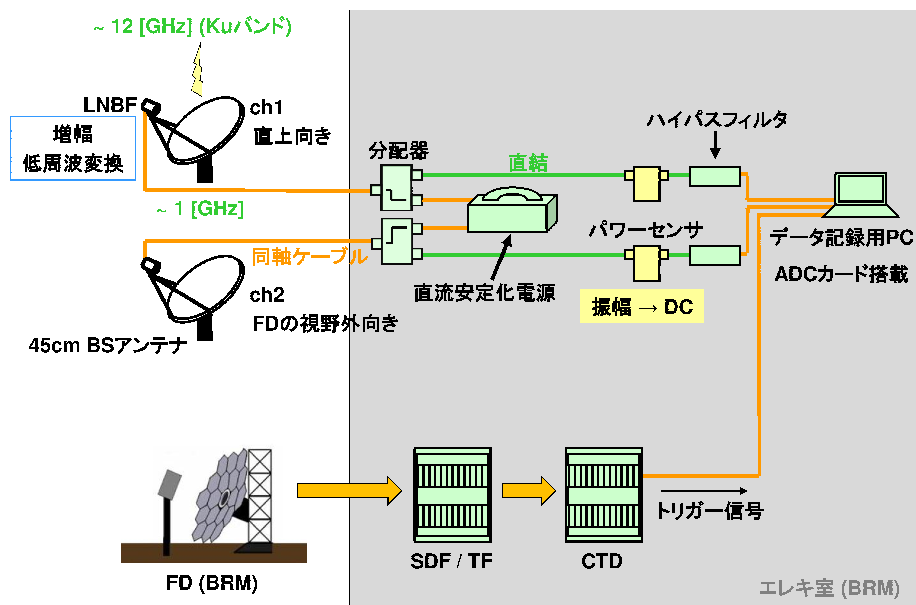


図 3.6: FD と連動した試験観測のためのセットアップ (2011 年 10 月 15 日 ~)。

第4章 実験とその結果

4.1 衛星放送用通信衛星の観測

電波望遠鏡を用いるにあたり、機器の操作法などを習得するために、図 3.3 に示したセットアップを用いて、観測しやすい BS・110° CS 放送用通信衛星を観測した。BS・110° CS 放送用通信衛星をアンテナの視野のほぼ中央にとらえたときの、スペクトラムアナライザの画面の様子を図 4.1 に示す。また、そのときのバックグラウンドの様子を図 4.2 に示す。図 4.1 と図 4.2 の比較から、BS 放送 8 ch、110° CS 放送 10 ch ぶんのピークが見えているのがわかる。

BS 放送および 110° CS 放送の周波数をそれぞれ、表 4.1、表 4.2 に掲げる。ここで、BS-IF 周波数および CS-IF 周波数とは、LNB による低周波への変換を受けた後の周波数のことを指す。スペクトラムアナライザの画面に現れるのはこれらの周波数である。

4.2 太陽の観測

BS アンテナと C バンドアンテナについて、図 3.3 に示したセットアップを用いて、それぞれの視野を太陽が通過する様子を観測し、各アンテナの指向性を調べた。

BS アンテナによる観測

図 4.3 は BS アンテナの視野を太陽が通過する様子を観測した結果である。マルチメータの表示を人の目で読み取って測定したもので、測定間隔は 2 分である。図中の実線は、開口アンテナの指向性の式 [12]

$$f = \frac{|\sin(\frac{\pi}{180}x)| \times J_1(\frac{\pi D}{\lambda}|\cos(\frac{\pi}{180}x)|)}{\frac{\pi D}{\lambda}|\cos(\frac{\pi}{180}x)|} \quad (4.1)$$

によるフィッティングを表している。ここで、 λ は波長 [m]、 D はアンテナ口径 [m]、 x はアンテナの視野中心からの角度 [deg.]、 J_1 はベッセル関数である。ビーム幅は約 4°.0 であった。これは、次の式 (4.2) [11] を用いて、アンテナ口径と観測する波長によって決まる開口アンテナのビーム幅 (以下、予想ビーム幅) 4°.4 とほぼ一致している。

$$\theta = 70 \frac{\lambda}{D} \quad (4.2)$$

ここで、 θ は予想ビーム幅 [deg.]、 λ は波長 [m]、 D はアンテナ口径 [m] である。

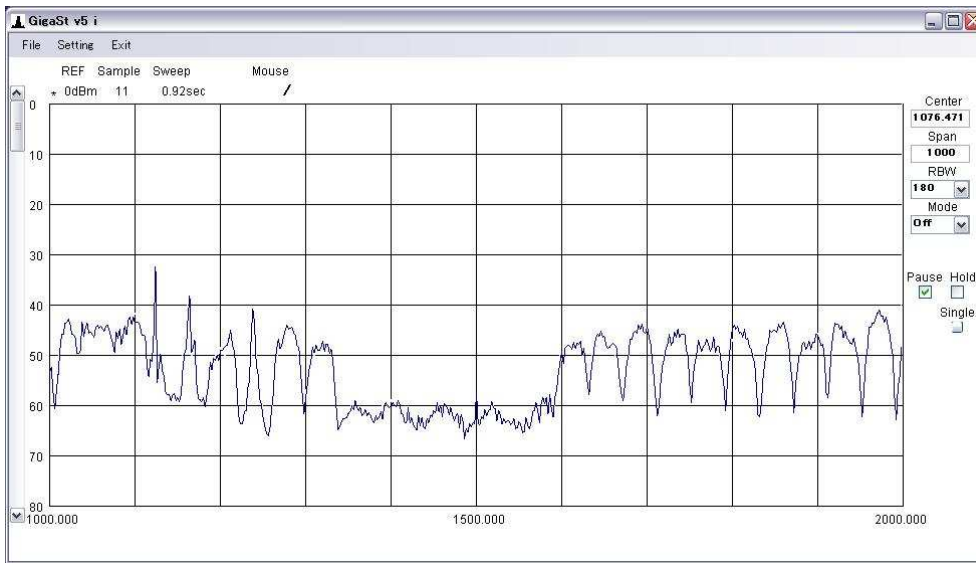


図 4.1: BS 放送用衛星からの電波を観測したときのスペクトラムアナライザの画面。横軸は周波数 [MHz] (1000 [MHz/div])。縦軸は信号強度 [dBm] (10 [dBm/div])。

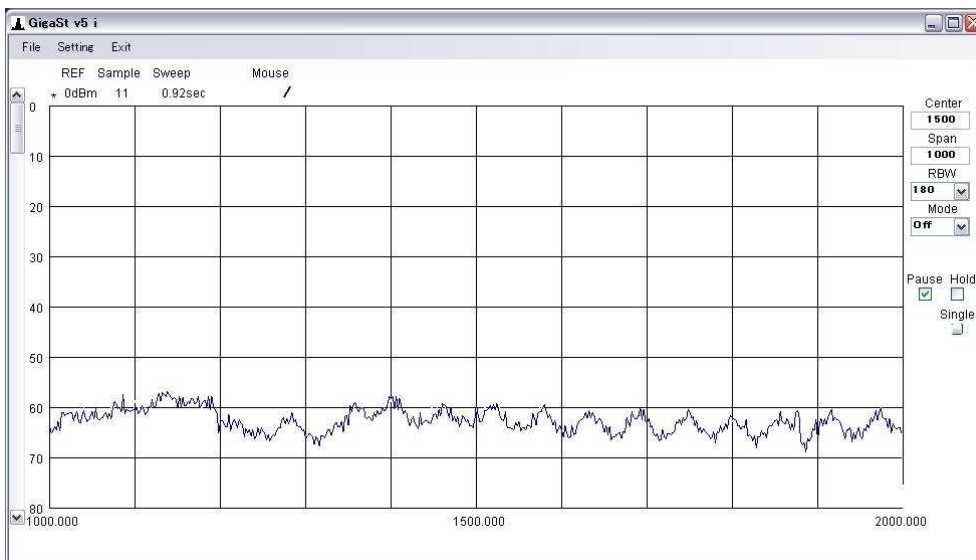


図 4.2: バックグラウンドを観測したときのスペクトラムアナライザの画面。横軸は周波数 [MHz] (1000 [MHz/div])。縦軸は信号強度 [dBm] (10 [dBm/div])。

| ch 番号 | 周波数範囲 [GHz] | 中心周波数 [GHz] | BS-IF 周波数範囲 [MHz] | BS-IF 中心周波数 [MHz] |
|-------|---------------------|-------------|-------------------|-------------------|
| BS-1 | 11.71398 - 11.74098 | 11.72748 | 1035.98 - 1062.98 | 1049.48 |
| BS-3 | 11.75234 - 11.77934 | 11.76584 | 1074.34 - 1101.34 | 1087.84 |
| BS-5 | 11.79070 - 11.81770 | 11.80420 | 1112.70 - 1139.70 | 1126.20 |
| BS-7 | 11.82906 - 11.85606 | 11.84256 | 1151.06 - 1178.06 | 1164.56 |
| BS-9 | 11.86742 - 11.89442 | 11.88092 | 1189.41 - 1216.42 | 1202.92 |
| BS-11 | 11.90578 - 11.93278 | 11.91928 | 1227.78 - 1254.78 | 1241.28 |
| BS-13 | 11.94414 - 11.97114 | 11.95764 | 1266.14 - 1293.14 | 1279.64 |
| BS-15 | 11.98250 - 12.00950 | 11.99600 | 1304.50 - 1331.50 | 1318.00 |
| BS-17 | 12.02086 - 12.04786 | 12.03436 | 1342.86 - 1369.86 | 1356.36 |
| BS-19 | 12.05922 - 12.08622 | 12.07272 | 1381.22 - 1408.22 | 1394.72 |
| BS-21 | 12.09758 - 12.12458 | 12.11108 | 1419.58 - 1446.58 | 1433.08 |
| BS-23 | 12.13594 - 12.16294 | 12.14944 | 1457.94 - 1484.94 | 1471.44 |

表 4.1: BS 放送の周波数表。

| ch 番号 | 周波数範囲 [GHz] | 中心周波数 [GHz] | CS-IF 周波数範囲 [MHz] | CS-IF 中心周波数 [MHz] |
|-------|---------------------|-------------|-------------------|-------------------|
| ND-2 | 12.27375 - 12.30825 | 12.29100 | 1595.75 - 1630.25 | 1613.00 |
| ND-4 | 12.31375 - 12.34825 | 12.33100 | 1635.75 - 1670.25 | 1653.00 |
| ND-6 | 12.35375 - 12.38825 | 12.37100 | 1675.75 - 1710.25 | 1693.00 |
| ND-8 | 12.39375 - 12.42825 | 12.41100 | 1715.75 - 1750.25 | 1733.00 |
| ND-10 | 12.43375 - 12.46825 | 12.45100 | 1755.75 - 1790.25 | 1773.00 |
| ND-12 | 12.47375 - 12.50825 | 12.49100 | 1795.75 - 1830.25 | 1813.00 |
| ND-14 | 12.51375 - 12.54825 | 12.53100 | 1835.75 - 1870.25 | 1853.00 |
| ND-16 | 12.55375 - 12.58825 | 12.57100 | 1875.75 - 1910.25 | 1893.00 |
| ND-18 | 12.59375 - 12.62825 | 12.61100 | 1915.75 - 1950.25 | 1933.00 |
| ND-20 | 12.63375 - 12.66825 | 12.65100 | 1955.75 - 1990.25 | 1973.00 |
| ND-22 | 12.67375 - 12.70825 | 12.69100 | 1995.75 - 2030.25 | 2013.00 |
| ND-24 | 12.71375 - 12.74825 | 12.73100 | 2035.75 - 2070.25 | 2053.00 |

表 4.2: CS110° 放送の周波数表。

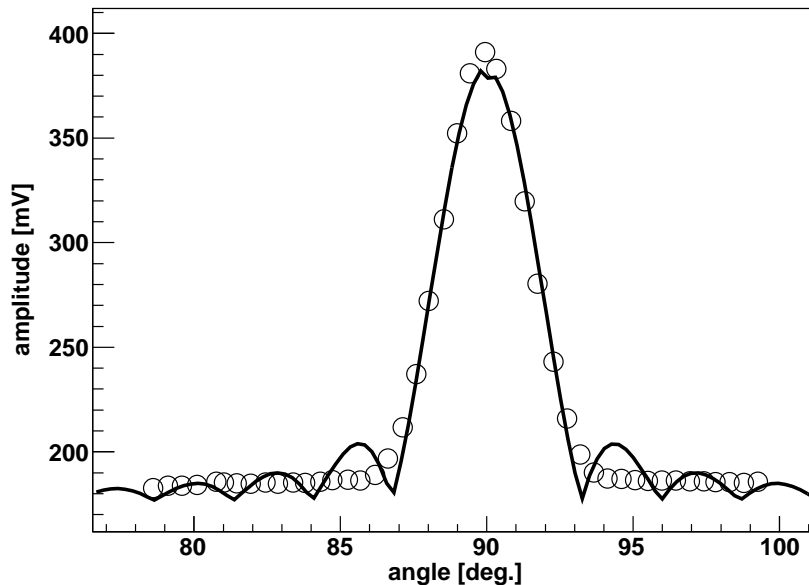


図 4.3: BS アンテナの視野を太陽が通過する際のパワーセンサからの出力電圧の変化とフィッティング (2010 年 1 月 19 日)。横軸は、太陽がアンテナの正面に来たときを 90° とした。

C バンドアンテナによる観測

図 4.4 は C バンドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測した結果である。この観測のデータ点は ± 0.1 V 程度ばらついている。周囲の人為的信号源からのノイズ信号の混入が原因と考えられるが、原因は明らかではない。マルチメータの表示を人の目で読み取って測定したもので、測定間隔は 1 分である。図中の実線は式 (4.1) によるフィッティングを表している。フィッティングから得られたビーム幅は約 $3^\circ.0$ で、予想ビーム幅 $3^\circ.4$ とほぼ一致している。

これらの結果から、周波数帯によって信号のばらつき方が大きく異なることがわかる。

ここで、統計量を大きくするとともに測定の精度を上げるために、自動的に電圧値を記録できるデジタルマルチメータを導入した。測定間隔は 2 秒とした。ビーム幅は、アンテナから見て太陽が 1 分あたりで $0^\circ.25$ 動くものとして、時間から求めた。

BS アンテナによる観測

図 4.5 は BS アンテナの視野を太陽が通過する様子を観測した結果である。デジタルマルチメータを用いて測定したもので、測定間隔は 2 秒である。経過時間から求めたビーム幅は約 $4^\circ.2$ で、予想ビーム幅 $4^\circ.4$ とほぼ一致している。

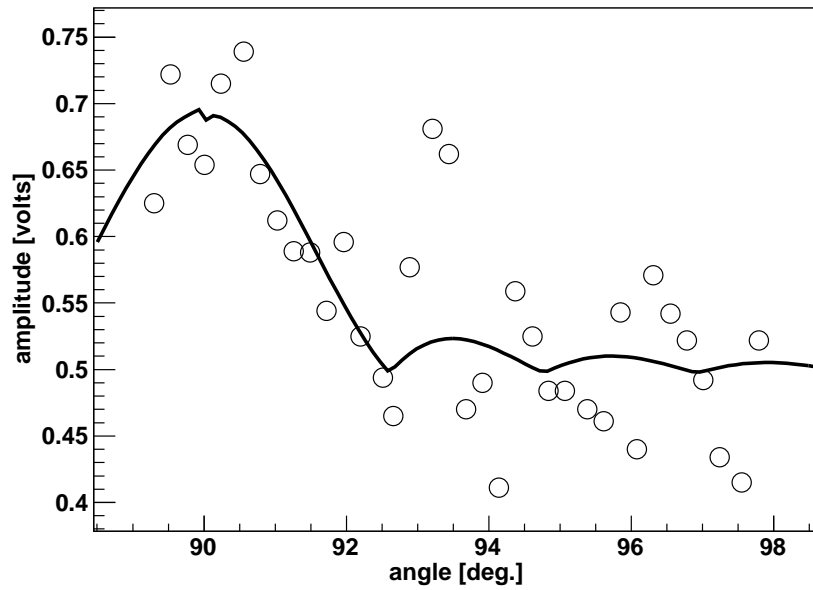


図 4.4: Cバンドアンテナの視野を太陽が通過する際のパワーセンサからの出力電圧の変化とフィッティング(2010年2月4日)。横軸は、太陽がアンテナの正面に来たときを 90° とした。

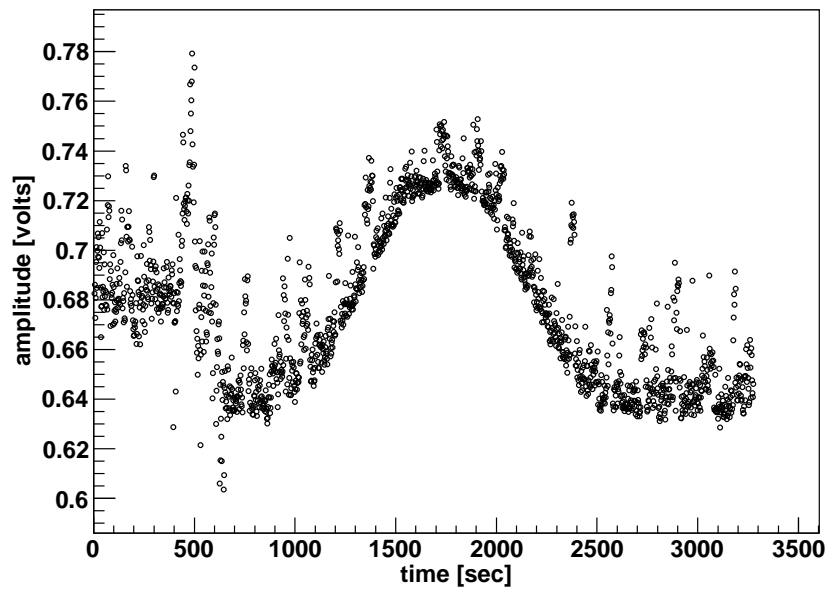


図 4.5: BS アンテナの視野を太陽が通過する際のパワーセンサからの出力電圧の変化(2010年2月24日)。

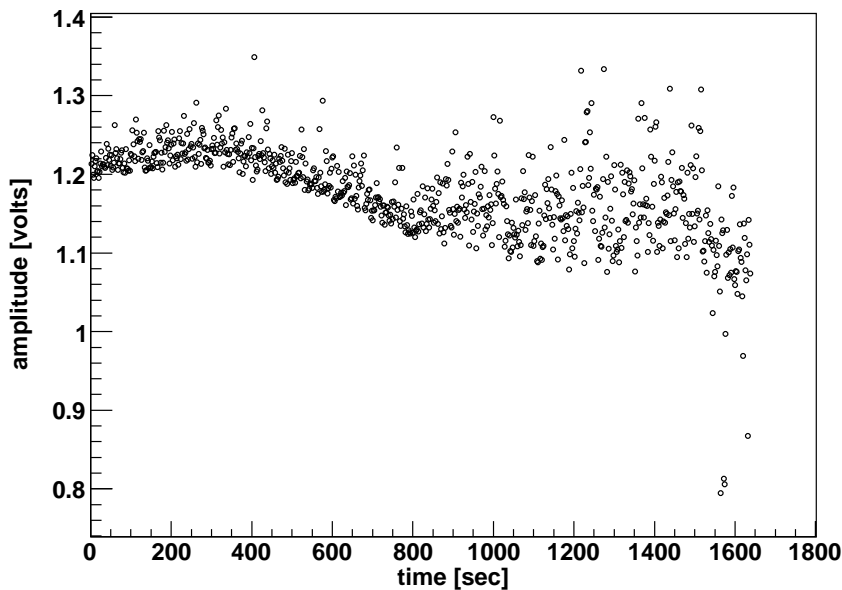


図 4.6: C バンドアンテナの視野を太陽が通過する際のパワーセンサからの出力電圧の変化 (2010 年 2 月 19 日)。

C バンドアンテナによる観測

図 4.6 は C バンドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測した結果である。デジタルマルチメータを用いて測定したもので、測定間隔は 2 秒である。経過時間から求めたビーム幅は約 $3^{\circ}.8$ で、予想ビーム幅 $3^{\circ}.4$ とほぼ一致している。

ハイブリッドアンテナによる観測

図 4.7 はハイブリッドアンテナの視野を太陽が通過する様子を観測した結果である。デジタルマルチメータを用いて測定したもので、測定間隔は 2 秒である。経過時間から求めたビーム幅は約 $2^{\circ}.5$ で、予想ビーム幅は $1^{\circ}.6$ である。予想とは異なるが、C バンド用の dish に BS アンテナ用の LNBF を取り付けの際に、正確に dish の焦点に LNBF が取り付けられていなかった可能性があり、これが原因の 1 つであると考えられる。

太陽からの電波放射を観測したこれらの結果から、観測に用いる周波数帯によって観測結果が大きく異なることが判明した。Ku バンド (BS 放送用 LNBF) を用いた観測では太陽が望遠鏡の視野を横切る様子をはっきりと観測された。一方で、C バンド (C バンド用 LNBF) を用いても同様の観測は可能であったものの、Ku バンドを用いた観測結果と比較すると、太陽を視野内に捕らえたときと捕らえていないときの出力電圧差が小さく、鮮明さに欠ける結果となった。よって、C バンドアンテナよりも、BS アンテナやハイブリッドアンテナを用いた

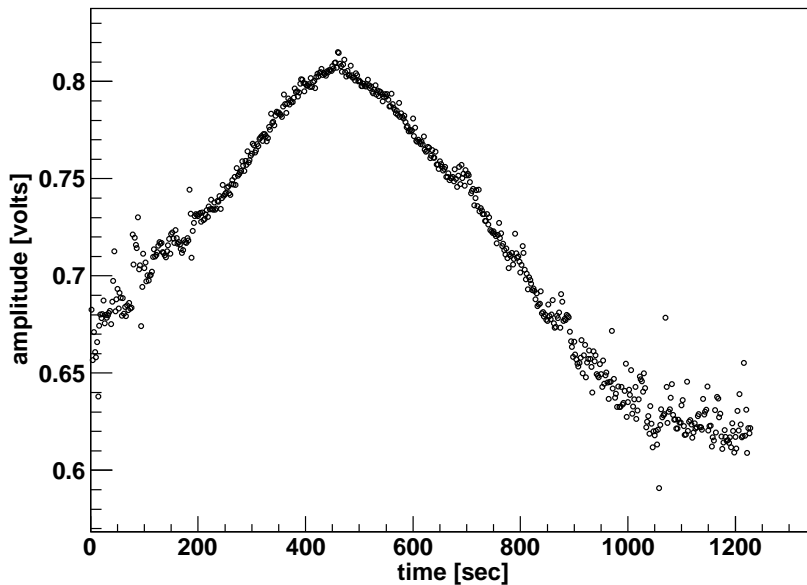


図 4.7: ハイブリッドアンテナの視野を太陽が通過する際のパワーセンサからの出力電圧の変化 (2010 年 2 月 24 日)。

Ku バンドでの観測の方が、ノイズが少ないという点で有利であると判断した。ただし、ハイブリッドアンテナについては、LNBF を正確に dish の焦点に設置することが困難であることもわかったので、今後の観測には BS アンテナを用いることに決めた。

4.3 空気シャワーアレイとの同期観測

空気シャワーアレイの直上方向へ向けて BS アンテナを設置し、図 3.4 に示したセットアップを用いて、大阪市立大学で運用されている空気シャワーアレイからの外部トリガーによってマイクロ波望遠鏡のデータ収集を行い、空気シャワーアレイとの同期観測を行った。その後、空気シャワーアレイの外側へ向けてもう 1 基の BS アンテナを増設し、図 3.5 に示したセットアップを用いて、同様の観測を行った。

BS アンテナ 1 基と自作パワーセンサを用いた観測

図 3.4 に示したセットアップを用いて観測を行った。BS アンテナは空気シャワーアレイの直上方向に向けて設置されており、アレイ上空からの MBR を受信すると期待される。パワーセンサには自作パワーセンサ (図 3.2) を用いた [6]。このセットアップでの観測時間を表 4.3 に掲げる。

この観測において、何らかの信号を捕らえたと思われるパルス状波形が観測された。この空気シャワーとの同期観測で観測されたパルス状波形を含む波形データを、空気シャワーとの同期観測で観測された典型的な波形データとともに、図 4.8 に示す。

| | |
|---------|------------------------|
| トリガー供給源 | 空気シャワーアレイ |
| 観測期間 | 2011年6月30日～2011年12月12日 |
| 観測時間 | ～9.1 [days] |
| トリガー数 | 17987 [events] |
| トリガーレート | ～1.37 [events /min.] |

表 4.3: 図 3.4 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った観測時間。

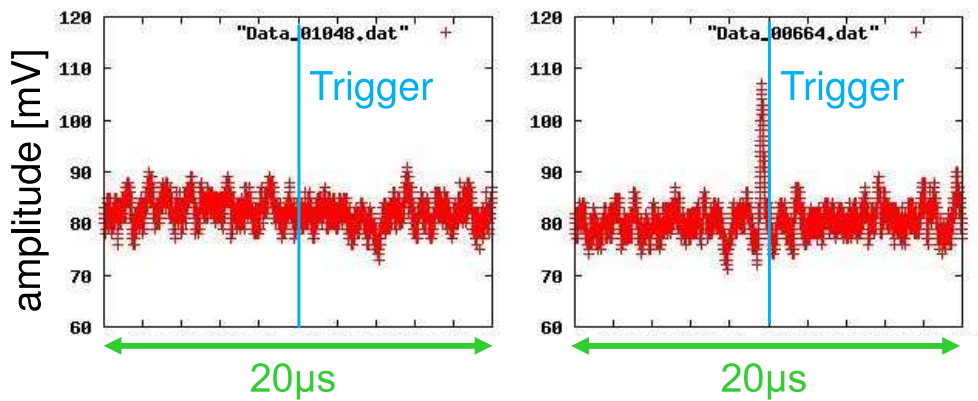


図 4.8: 図 3.4 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測によって観測された波形データ。左: 典型的な波形データ。右: パルス状波形を含む波形データ。

このパルス状波形はいくつかの波形データ内に発見されたが、いずれもその形状が似ていることと、また、発生するタイミングがトリガータイミングに依らないことから、何らかの理由で観測装置から発せられている信号であるか、または、周辺環境由来のノイズである可能性が高い。

そこで、このパルス状波形が空気シャワーと何らかの関係をもつのかどうかを明確にするため、空気シャワーと無関係なランダムトリガーを用いた観測を行った。その観測時間を表 4.4 に掲げる。

| | |
|---------|------------------------|
| トリガー供給源 | ランダムトリガー |
| 観測期間 | 2011年6月30日～2011年12月12日 |
| 観測時間 | - |
| トリガー数 | 5100 [events] |
| トリガーレート | 1.00 [trigger /min.] |

表 4.4: 図 3.4 に示したセットアップを用いて、ランダムトリガーでの観測を行った観測時間。

その結果、ランダムトリガーを用いた観測でも、空気シャワーアレイとの同期観測の際に観測されたものと同様のパルス状波形が観測された。ランダムトリガーを用いて観測された

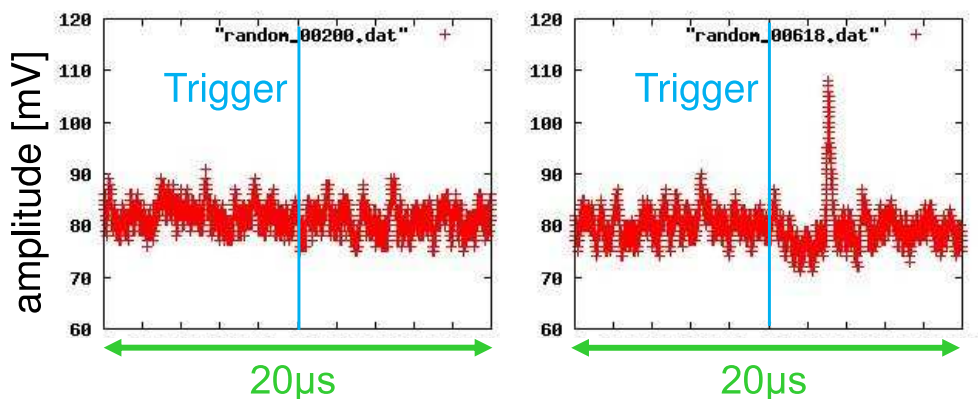


図 4.9: 図 3.4 に示したセットアップを用いて、ランダムトリガーによって観測された波形データ。左: 典型的な波形データ。右: パルス状波形を含む波形データ。

パルス状波形を含む波形データを、ランダムトリガーを用いて観測された典型的な波形データとともに、図 4.9 に示す。

空気シャワーアレイとの同期観測で観測されたパルス状波形 (図 4.8) と、ランダムトリガーを用いた観測で観測されたパルス状波形 (図 4.9) とを比較したところ、両者の強度や継続時間に差異は認められなかった。また、いずれのパルス状波形も、トリガータイミングに依らず、あらゆるタイミングで観測されるという点でも、両者の間に差異は認められなかった。加えて、両者に現れたパルス状波形の出現レートもほぼ等しいことが確認された。両者のパルス状波形の出現レートを、表 4.5 に掲げる。これらの観点から、このセットアップを用いた空気シャワーアレイとの同期観測で観測されたパルス状波形 (図 4.8) は、空気シャワー由来ではない、と結論付けられた。

| 外部トリガー供給源 | 空気シャワーアレイ | ランダムトリガー |
|--------------------|----------------|---------------|
| 外部トリガー数 | 17987 [events] | 5100 [events] |
| パルス状波形を含む波形データ数 | 223 | 82 |
| パルス状波形を含む波形データのレート | ~1.24 % | ~1.61 % |

表 4.5: 図 3.4 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイからの外部トリガーでの同期観測を行った場合と、ランダムトリガーを用いた観測を行った場合の、パルス状波形の出現率の比較。

BS アンテナ 2 基とパワーセンサ ZX47-60-S+を用いた観測

図 3.5 に示したセットアップを用いて観測を行った。周辺環境由来の信号を切り分けるために BS アンテナを更に 1 基増設し、BS アンテナ 2 基を用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った。空気シャワーアレイの直上方向へ向けられたアンテナを ch1、空気シャワーアレイの外側へ向けられたアンテナを ch2 とする。複数のアンテナを併用することにより、次のようにして空気シャワーと無関係な周辺環境由来の信号を切り分けることができる。ch1、

ch2 ともに信号が入った場合には、周辺環境由来の信号と判断できる。また、ch1 に信号が入り、ch2 に信号が無い場合には、空気シャワー由来の信号である可能性が高いと判断できる。これらに加えて、ch1 の周囲には電波遮蔽材 (明光電子製 IR-K150) を用いたシールドを実装し、更なるノイズ軽減を計った。パワーセンサには ZX47-60-S+ を用いた。

マイクロ波望遠鏡全体のノイズ温度の計測を行った (2011 年 8 月 4 日)。電波放射源がアンテナの視野内に入らないように注意して晴天を観測し、そのときの出力電力と観測対象の温度を記録し、それぞれ W_{cold} [W]、 T_{cold} [K] とする。また、LNBF を電波吸収材で包んで観測し、そのときの出力電力と観測対象の温度を記録し、それぞれ W_{hot} [W]、 T_{hot} [K] とする。これらの値を用いて、次の式からノイズ温度 T_{noise} [K] が求まる。

$$T_{noise} = \frac{T_{hot} - T_{cold} \frac{W_{hot}}{W_{cold}}}{\frac{W_{hot}}{W_{cold}} - 1} \quad (4.3)$$

T_{cold} は宇宙背景放射と同じ 2.7 K、また、 T_{hot} は外気温と同じ 309.4 K (= 36.2 °C) とした。観測結果から、ch1 については $W_{cold} = 2.59 \times 10^{-5}$ mW、 $W_{hot} = 2.00 \times 10^{-4}$ mW であった。また、ch2 については $W_{cold} = 8.91 \times 10^{-5}$ mW、 $W_{hot} = 2.23 \times 10^{-4}$ mW であった。これらの値を式 (4.3) に代入し、マイクロ波望遠鏡全体のノイズ温度 T_{noise} を求めた。その結果、ch1 のノイズ温度は 182.9 K、ch2 のノイズ温度は 201.4 K であるとわかった。

このセットアップ (図 3.5) での観測時間を表 4.6、表 4.7 に掲げる。なお、このセットアップで観測していた全期間 (2011 年 6 月 30 日 ~ 2011 年 12 月 12 日) のうち一部の期間については、空気シャワーアレイの ADC が故障していたため、空気シャワーの正確な粒子数分布は作成できなかった。空気シャワーアレイの ADC の修理が完了したのは、2011 年 10 月 13 日であった。また、このセットアップで観測される典型的な波形データを図 4.10 に示す。

| | |
|---------------|------------------------------------|
| 観測期間 | 2011 年 6 月 30 日 ~ 2011 年 12 月 12 日 |
| 観測時間 | 111.00 [days] (= 2664.02 [hrs]) |
| 空気シャワートリガー数 | 235860 [events] |
| 電波観測の波形データ数 | 114265 |
| 空気シャワートリガーレート | ~1.48 [events /min.] |

表 4.6: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った観測時間 (全期間)。

図 3.5 に示したセットアップを用いて観測していた期間の空気シャワーデータから作成した、空気シャワーの天頂角分布、方位角分布をそれぞれ、図 4.11、図 4.12 に示す。また、空気シャワーアレイを構成する 9 台のシンチレーション検出器で検出された粒子数の合計の分布を、図 4.13 に示す。

天頂角分布 (図 4.11) からは、天頂角が大きくなるにつれてイベント数が減少していることがわかる。これは、天頂角が大きいイベントほどより厚い大気中を通過するため、空気シャワーアレイに到達するまでにより大きく減衰されるためである。天頂角 $\leq 20^\circ$ では逆に、天頂角が小さくなるにつれてイベント数が減少しているが、これは、その天頂角の占める立体

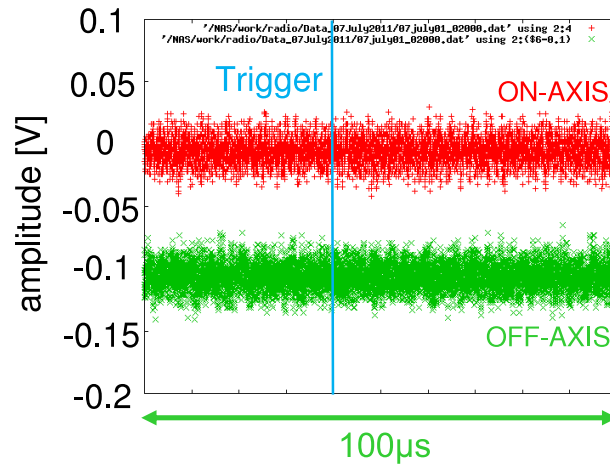


図 4.10: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測によって観測された、典型的な波形データ。

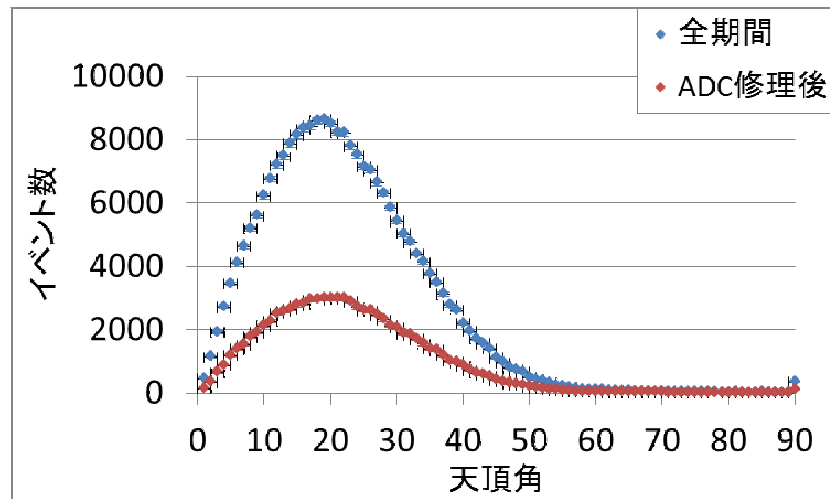


図 4.11: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行っていた期間の空気シャワーデータから作成した、空気シャワーの天頂角分布。

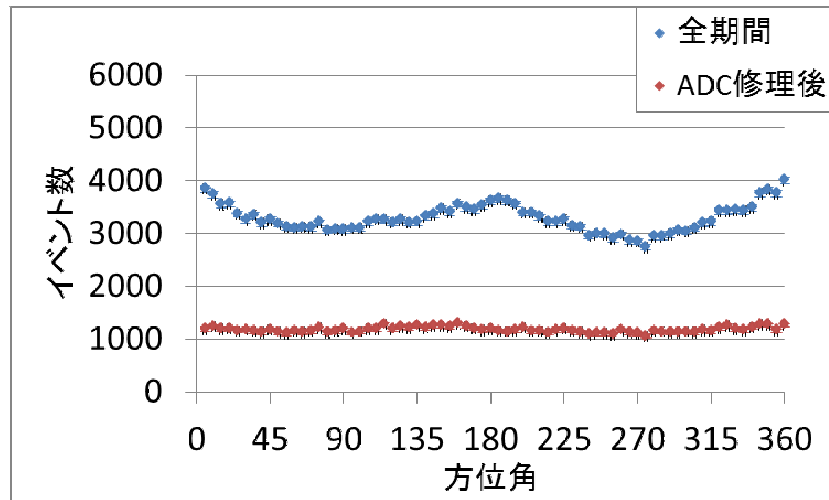


図 4.12: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行っていた期間の空気シャワーデータから作成した、空気シャワーの方位角分布。

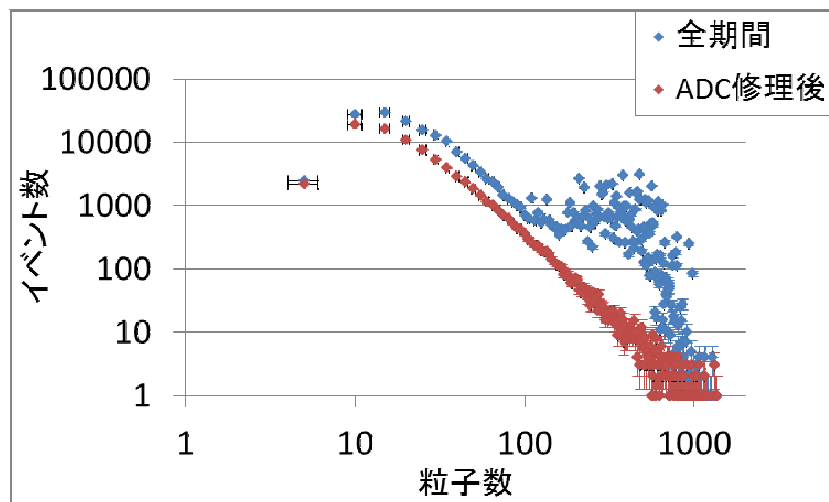


図 4.13: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行っていた期間の空気シャワーデータから作成した、空気シャワーアレイを構成する 9 台のシンチレーション検出器で検出された粒子数の合計の分布

| | |
|---------------|-------------------------------|
| 観測期間 | 2011年10月13日～2011年12月12日 |
| 観測時間 | 45.69 [days] (=1096.52 [hrs]) |
| 空気シャワートリガー数 | 83883 [events] |
| 電波観測の波形データ数 | 40915 |
| 空気シャワートリガーレート | ～1.28 [events /min.] |

表 4.7: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った観測時間 (ADC 修理後)。

角が小さくなることによる効果が、先述した大気による減衰の効果よりも大きくなったためである。

方位角分布 (図 4.12) はほぼ一様になると期待される。しかし、「全期間」の方位角分布は一様になっていない。これは、ADC の故障によって、空気シャワーアレイに入射した空気シャワーの重心の位置の見積もりが正しく行われなかったためである。「ADC 修理後」の方位角分布では、一様な分布となり、ADC が正常に動作するようになったことがわかる。

検出された粒子数の合計の分布 (図 4.13) からは、粒子数が大きくなるにつれてイベント数が減少していることがわかる。これは、より粒子数が大きい、つまり、よりエネルギーの大きい空気シャワーほど、よりイベント数が減少するということであり、空気シャワーの到来頻度がエネルギーの -3 乗に比例して減少していく (図 1.1) ことの効果である。「全期間」の検出された粒子数の合計の分布にはばらつきがあるが、これは故障していた ADC で検出された粒子数の値が本来よりも大きくなっているためである。「ADC 修理後」の検出された粒子数の合計の分布ではばらつきは見られず、ADC が正常に動作するようになったことがわかる。

1 イベントだけではあるが、空気シャワー由来の可能性のある非常に大きなパルス状波形が観測された。そのパルス状波形を含む波形データを図 4.14 に示す。この波形データには、ch1 にしかパルス状波形が現れていない。さらに、この波形データのパルス状波形の継続時間は $\sim 0.7 \mu\text{s}$ であり、これほど長い継続時間をもつパルス状波形が観測されたのはこのイベントのみである。

ch1、ch2 ともに信号が入った場合には、周辺環境由来の信号と判断でき、ch1 に信号が入り、ch2 に信号が無い場合には、空気シャワー由来の信号である可能性が高いと判断できるといことから、この波形データは空気シャワー由来であると思われる。また、この波形データのパルス状波形の継続時間 ($\sim 0.7 \mu\text{s}$) は、先に行ったランダムトリガーを用いた観測で観測されたノイズと考えられるパルス状波形 (図 4.9) の継続時間よりも大きく、ノイズであるとは考えにくい。このことから、図 4.14 に示した波形データは空気シャワー由来であると思われる。空気シャワーデータを解析したところ、図 4.14 の波形データの放射源であると思われる空気シャワーの入射角は、天頂角 $4^\circ.14$ 、方位角 $132^\circ.93$ であることがわかった。ただし、現在までに図 4.14 に示したようなイベントの 2 例目は観測されていない。

ch1 および ch2 の significance のヒストグラムを作成し、解析を行った。図 3.5 に示したセットアップで観測される各波形データは、1 つの波形データあたりの観測時間が $100 \mu\text{s}$ 、デー

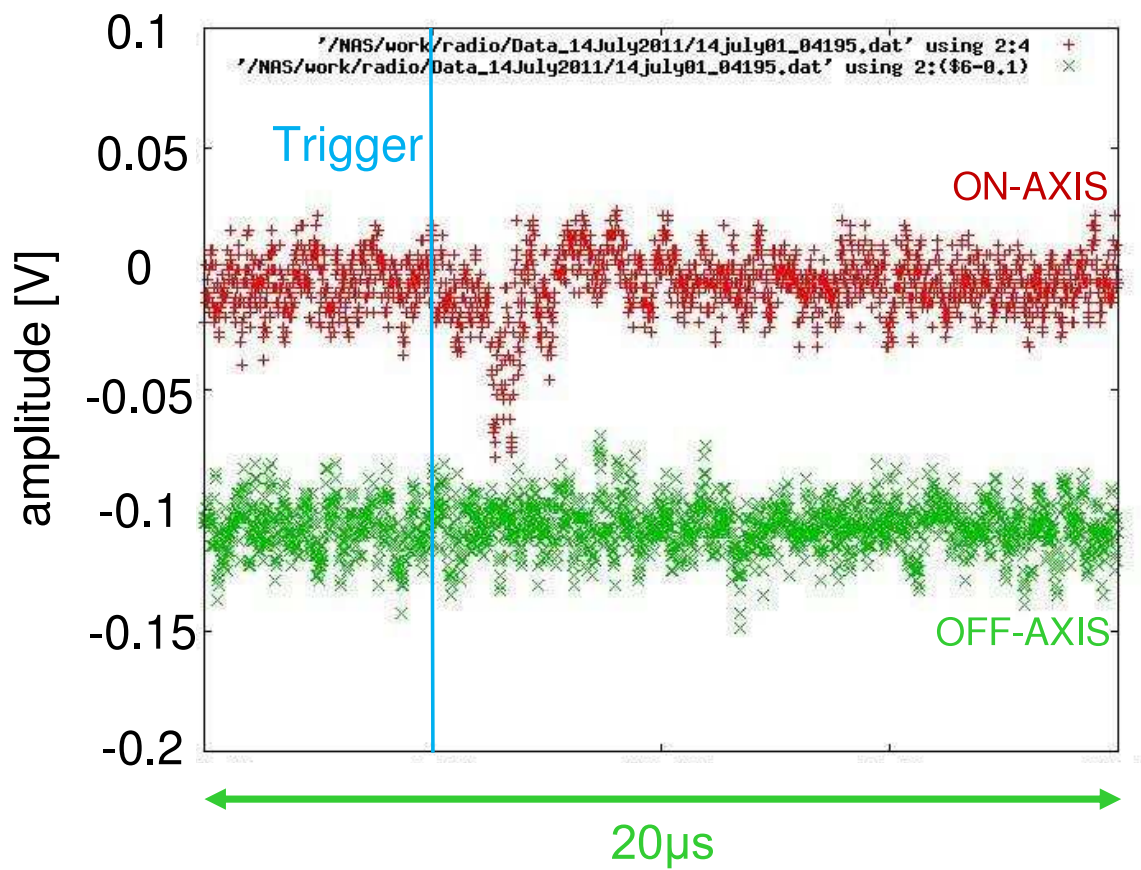


図 4.14: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測によって観測された、空気シャワー由来である可能性をもつ波形データ。

タ点数が 10000 点に設定されている。また、空気シャワーアレイからの外部トリガーのタイミングが、波形データの開始から 40 % の時点 (4000 点目) になるように設定されている。このトリガータイミング (4000 点目) を基準に、そこから 10 μs の範囲 (4000 点目 ~ 5000 点目) を「トリガー直後」と定義した。そしてトリガータイミングよりも前の範囲 (1 点目 ~ 3999 点目、40 μs) を「トリガー前」と定義し、「トリガー直後」よりも後ろの範囲 (5001 点目 ~ 10000 点目、50 μs) を「トリガー後」と定義した。これらの範囲分けをまとめたものを、表 4.8 に掲げる。

| 範囲名 | 範囲 (開始データ点 ~ 終了データ点) | 範囲の時間 [μs] |
|--------|----------------------|-------------------------|
| トリガー前 | 1 ~ 3999 | 40 |
| トリガー直後 | 4000 ~ 5000 | 10 |
| トリガー後 | 5001 ~ 10000 | 50 |

表 4.8: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測によって観測された、波形データを解析するための範囲分け。なお、空気シャワーアレイからの外部トリガーのタイミングは 4000 点目になるよう設定されている。

各波形データ毎に、波形データの後ろから 40 % の範囲 (6000 点目 ~ 10000 点目) のデータ点の標準偏差 σ を算出し、この σ を、各波形データ内での significance の評価基準とした。ある 1 つの波形データについて、その波形データの「トリガー前」「トリガー直後」「トリガー後」の各領域で最も大きな点を探し、その点が先の方法で算出した σ の何倍の大きさであるかを求める。このようにして求めた値を、その波形データの各範囲毎の significance とした。同様の処理をすべての波形データで行い、各波形、各範囲毎の significance を算出した。そして、各範囲についての significance のヒストグラムを作成した。なお、図 4.14 に示した空気シャワー由来であると思われる波形データの significance は、 5.8σ であった。

図 3.5 に示したセットアップを用いて観測を行った全期間の波形データから作成した、ch1 および ch2 についての significance のヒストグラムを、それぞれ図 4.15、図 4.16 に示す。また、ADC 修理後の期間の波形データから作成した、ch1 および ch2 についての significance のヒストグラムを、それぞれ図 4.17、図 4.18 に示す。

これらの図を比較すると、ch1 についてのヒストグラム (図 4.15、図 4.17) の「トリガー直後」のグラフの 6σ 付近に excess があるように見える。特に、ADC 修理後 (図 4.17) ではその excess がより顕著になっていることがわかる。一方、ch2 についてのヒストグラム (図 4.16、図 4.18) では、このような excess は見られない。この 6σ 付近の excess は ch1 のみに現れているため、この部分にあたるイベントは空気シャワー由来である可能性がある。しかし、この excess の原因がトリガー由来のノイズであるという可能性を完全には排除できないことや、空気シャワー由来であるという理由だけでは ADC 修理後にイベント数が増加する理由を説明できないことなど、課題も残されおり、現時点で ch1 のヒストグラムの 6σ 付近に現れた excess が空気シャワー由来のイベントに起因するものであると断言することはできない。

全期間の波形データから作成した、ch1 のヒストグラム (図 4.15) と ch2 のヒストグラム (図 4.16) の差分をとったものを図 4.19 に示す。また、ADC 修理後の波形データから作成した、ch1 のヒストグラム (図 4.17) と ch2 のヒストグラム (図 4.18) の差分をとったものを図 4.20 に示す。

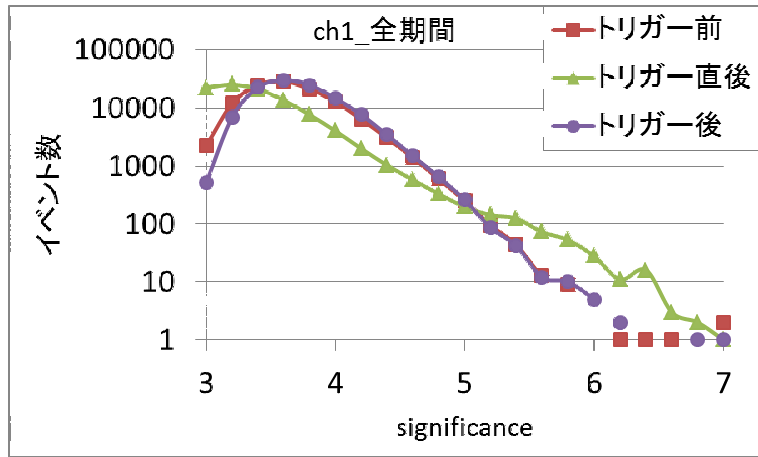


図 4.15: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った全期間の波形データから作成した、ch1 の significance のヒストグラム。

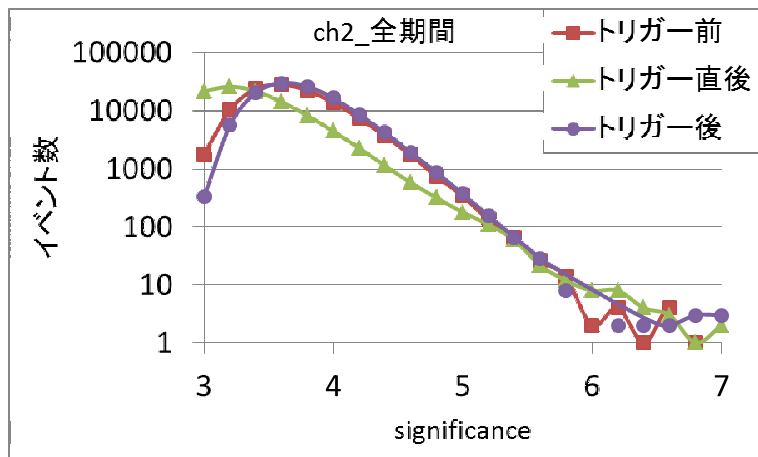


図 4.16: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った全期間の波形データから作成した、ch2 の significance のヒストグラム。

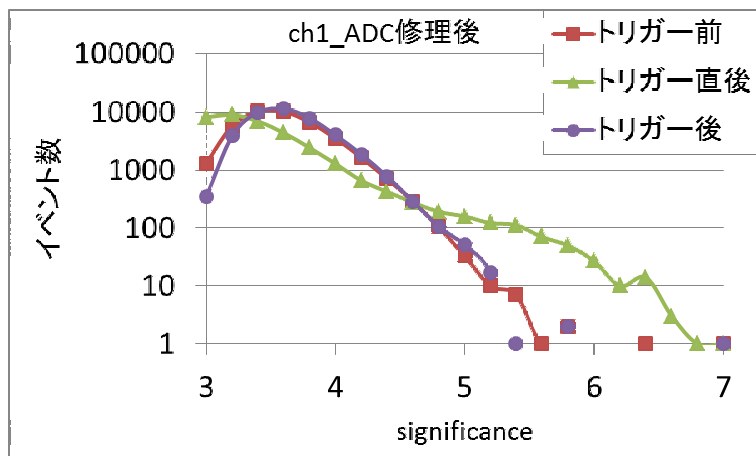


図 4.17: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測を行った ADC 修理後の期間の波形データから作成した、ch1 の significance のヒストグラム。

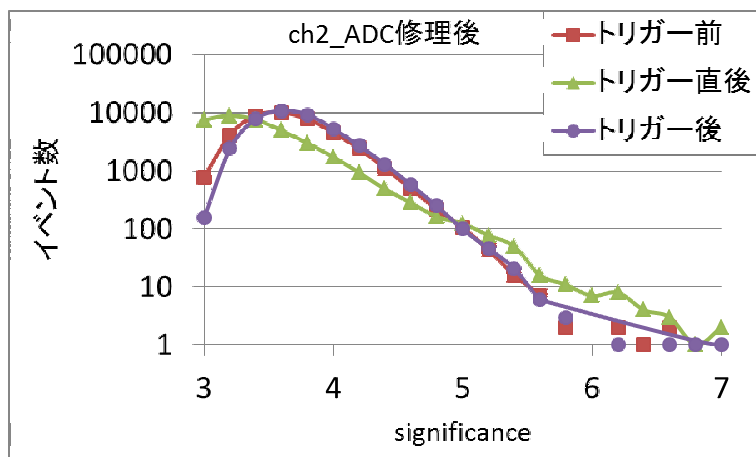


図 4.18: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行った ADC 修理後の期間の波形データから作成した、ch2 の significance のヒストグラム。

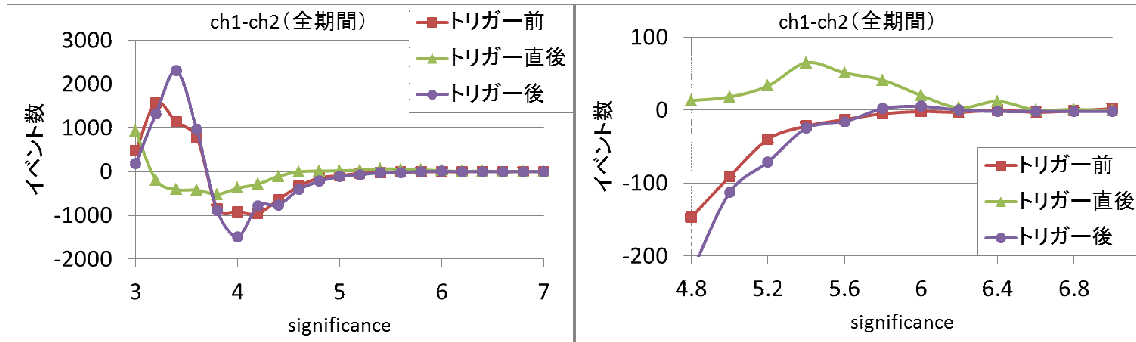


図 4.19: 左: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行った、全期間の波形データから作成した、ch1 のヒストグラム (図 4.15) と ch2 のヒストグラム (図 4.16) の差分。右: 左の図の 4.8σ 以上の部分を拡大したもの。

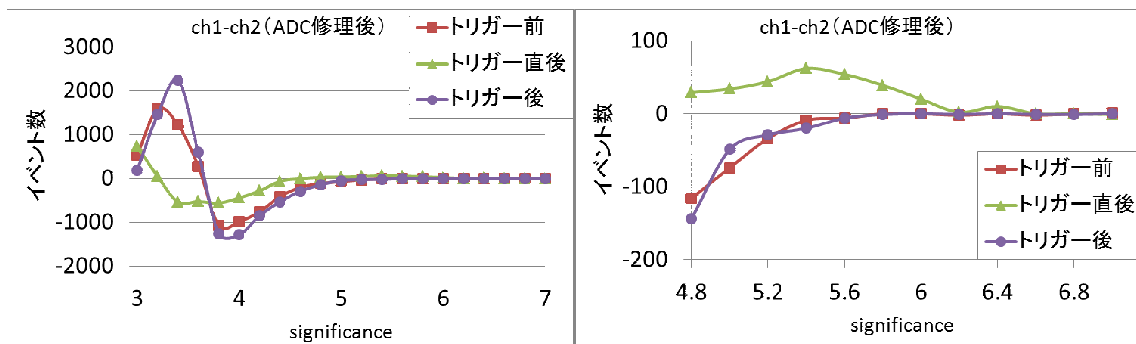


図 4.20: 左: 図 3.5 に示したセットアップを用いて空気シャワーアレイとの同期観測を行った、ADC 修理後の波形データから作成した ch1 のヒストグラム (図 4.17) と ch2 のヒストグラム (図 4.18) の差分。右: 左の図の 4.8σ 以上の部分を拡大したもの。

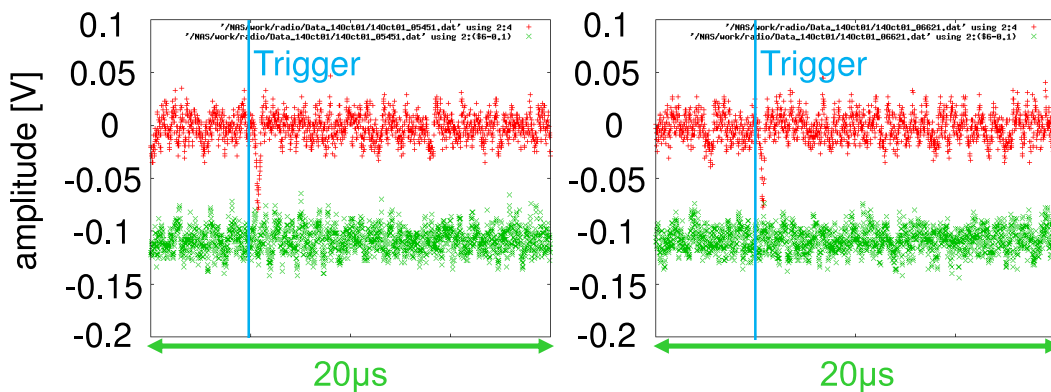


図 4.21: 図 3.5 に示したセットアップを用いて、空気シャワーアレイとの同期観測で観測された波形データのうち、「トリガー直後」の範囲内で ch1 のみに 6σ 以上のパルス状波形が現れた波形データの例。

図 4.19、図 4.20 に示したように、ch1 と ch2 の差分は 0 にはならなかった。また、 3.5σ 付近では差分が正の値の山を作る、つまり ch1 の方が ch2 よりもイベント数が大きく、その一方で、 4.0σ 付近では差分が負の値の山を作る、つまり ch2 の方が ch1 よりもイベント数が大きいことがわかる。このように ch1 と ch2 で異なる位置に山ができていることから、ランダムではない何らかのノイズが存在し、かつ、ch1 の視野方向と ch2 の視野方向とで性質の異なるノイズが存在していると思われる。

ここで、「トリガー直後」の範囲内で ch1 のみに 6σ 以上のパルス状波形が現れた波形データの例を、図 4.21 に示しておく。これらのパルス状波形は、先に観測された図 4.8 や図 4.9 に現れたパルス状波形と強度や継続時間が似ていることから、何らかのノイズである可能性が高いと考えられるが、これらの正確な発生源は明らかになっていない。

4.4 TA サイトにおける大気蛍光望遠鏡との連動試験

図 3.6 に示したセットアップを用いて、米国ユタ州で運用されている TA 実験の大気蛍光望遠鏡 (FD) サイトの 1 つ、BRM (Black Lock Mesa) サイトにおいて、FD からのトリガーを用いて、MBR の観測を行った。これは、現行の観測装置と同様の環境において、我々のマイクロ波観測装置が正常に機能すること、また、電子加速器からの放射の観測を想定し、現

| | |
|-------------|-------------------------------------|
| 現地滞在期間 | 2011 年 10 月 15 日 ~ 2011 年 11 月 29 日 |
| 観測実施日 | 2011 年 10 月 29 日 (現地時間) |
| 観測時間 | 256 [min.] |
| 電波観測の波形データ数 | 22014 |

表 4.9: 図 3.6 に示したセットアップを用いて、FD と連動した試験観測を行った観測時間。

行のFDと連動した観測が可能であることを確認する試みである。FDと連動した試験観測を行った観測時間を表4.9に掲げる。

残念ながら空気シャワー由来の可能性のある波形は観測されなかったが、我々のマイクロ波観測装置が現行のFDと同じ環境下でも正常に機能することを証明できた。また、現行のFDと連動した観測が可能であることも確認できた。

第5章 まとめと今後

5.1 まとめ

- マイクロ波望遠鏡の製作

宇宙線空気シャワーからの MBR を観測するためのマイクロ波 (Kuバンド用および Cバンド用) 望遠鏡を製作した。また、太陽から放射される電波の観測を通して、各アンテナの指向性や、周波数帯域による見え方の違いを調べた。Kuバンド (BS放送用 LNBF) では太陽が視野を横切る様子がはっきりと見えた。Cバンド (Cバンド用 LNBF) でも観測できたが、Kuバンドのときほど鮮明には見えなかった。これらの結果から、以降の観測では Kuバンドを用いることを決定した。

- 空気シャワーアレイとの同期観測

マイクロ波望遠鏡 1 基を用いて、大阪市立大学で運用されている空気シャワーアレイとの同期観測を実施した。パルス状波形を含む波形データが観測されたが、ランダムトリガーを用いて観測された波形データとの比較から、空気シャワー由来ではないと結論づけられた。

その後、2 基目のマイクロ波望遠鏡を増設し、より高性能なパワーセンサの実装、電波シールドの実装、などを施し、再び観測を行った。その結果、1 イベントのみではあるが、宇宙線空気シャワー由来である可能性をもつ非常に大きなパルス状波形を含む波形データが観測された。また、観測された電波信号の最高波高の出現頻度を天頂方向アンテナ (ch1) と水平方向アンテナ (ch2) とで比較したところ、空気シャワーアレイによる外部トリガー後の $10 \mu\text{s}$ 以内では、ノイズ標準偏差 σ の 5 倍以上の信号が ch1 の方で多く検出されていた。これらの信号の原因や空気シャワーとの関連については、今後の解析課題である。

- TA サイトにおける大気蛍光望遠鏡との連動試験

TA 実験の大気蛍光望遠鏡 (FD) サイトの 1 つである BRM サイトにおいて、現行の FD と連動した試験観測を行った。その結果、我々のマイクロ波望遠鏡が現行の FD と同じ環境下でも正常に機能し、また、現行の FD と連動した観測が可能であることが確認できた。

5.2 今後の予定

- 大阪市立大学での観測

大阪市立大学理学部棟屋上に設置されたマイクロ波望遠鏡は今後もデータ収集を続け、データ解析も継続する。

- TA 実験サイトでの観測

2011年3月に、TA 実験の電子加速器からのマイクロ波放射の観測が予定されている。疑似空気シャワーである電子加速器からの放射が観測されれば、実際の宇宙線空気シャワーからのマイクロ波放射が、マイクロ波望遠鏡でどのように観測されるのかを知るための大きな手がかりになると期待されている。

- 甲南大学での観測

甲南大学で運用されているマイクロ波望遠鏡を多素子化することにより、宇宙線空気シャワーのシャワートラックの検出を目指す。これにより、より確実な空気シャワーの同定が可能になると期待されている。また、甲南大学構内に、マイクロ波望遠鏡と同期観測運用するための空気シャワーアレイを建設するため、現在、科研費を申請している。

謝辞

本研究のすべてにおいて、数多の惜しめないご指導、ご助力をいただきました、荻尾彰一准教授に深く感謝いたします。

本研究においてご指導、ご助言をいただきました、林嘉夫教授に深く感謝いたします。

解析などにおいてご助力をいただきました、大阪市立大学の櫻井信之特任助教、私と同じ宇宙線物理学研究室の藤井俊博氏、松宮大輔氏、山崎勝也氏に深く感謝いたします。特に、松宮さん、山崎さんには多大なるご助力をいただき、重ねて感謝いたします。TA サイトでの観測において全面的なご助力をいただきました、東京大学宇宙線研究所の野中敏幸助教、多米田裕一郎博士に深く感謝いたします。観測装置の作成や試験などにおいてご助力をいただきました、大阪市立大学技術職員の松山利夫氏、鳥丸博氏に感謝いたします。

また、大阪市立大学の小島浩司客員教授、そして私と同じ宇宙線物理学研究室に所属されていた、奥田剛司博士、南野真容子氏、山下祐氏、森文香氏、同研究室の南平兵衛氏、山根涼氏、米田泰久氏、小林翔悟氏、後藤昂司氏にもお世話になりました。感謝いたします。

TA サイトでの観測においてご助力をいただきました、東京大学宇宙線研究所福島正己教授、同研究所の芝田達伸特任助教、池田大輔博士、同研究所技術職員の山本邦之氏、大木薫氏、京都大学基礎物理学研究所長滝重博准教授、山梨大学大学院医学工学総合教育部富田孝幸博士、同向井啓兒郎氏、東京工業大学大学院理工学研究科北村星爾氏、韓国漢陽大学大学院 Bokkyun Shin 氏、お茶の水女子大学理学部高橋紗綾氏、ユタ大学高エネルギー宇宙物理学研究所 (University of Utah, High Energy Astrophysics Institute) の John N. Matthers 教授、同大学宇宙線センター (Millard County Cosmic Ray Center (CRC)) の David Barr 氏、Cindy Barr 氏に感謝いたします。

TA サイトでの観測を許可していただき、また、本研究において多数のご助言をいただきました、Telescope Arrey 実験のコラボレーターの皆様に感謝いたします。

本研究において多数のご助言をいただきました、カールスルーエ工科大学 (Karlsruhe Institute of Technology (KIT)) の CROME 実験の皆様に感謝いたします。

最後に、これまで私を支えていただきました、家族・友人の皆様に感謝いたします。

なお、本研究は、科学研究費補助金 (挑戦的萌芽研究 H.21-H.23) 「大気中の荷電粒子カスケードシャワーからの分子制動放射の特性研究」、科学研究費補助金 (特別推進研究

H.21-H.25) 「最高エネルギー宇宙線で探る宇宙極高現象」、日本学生支援機構・H23 留学生交流支援制度 (ショートステイ・ショートビジット) 「数学研究所をハブとする理学の大学院留学生国際研究交流ネットワークプログラム」、東京大学宇宙線研究所 H23 年度共同利用研究「電子加速器を使った大気マイクロ波の検出」によってサポートされました。関係機関の皆様に感謝いたします。

参考文献

- [1] K. Kuramoto et al., Proc. of UHECR 2010, AIP Conference Proceedings **1367**, pp.228 (2011)
- [2] P. W. Gorham et al., astro-ph/0705.2589v1, (2007)
P. W. Gorham et al., *Phys. Rev. D.* 78 (2008)
- [3] P. Privitera, Proc. of UHECR2010, AIP Conference Proceedings **1367**, pp.137 (2011)
- [4] R. Šmída et al., hep-ex/1108.0588v2, (2011)
- [5] C. Williams et al., astro-ph.HE/1010.2734v2, (2010)
M. Monasor et al., astro-ph.HE/1010.5224v2, (2010)
- [6] CQ 出版社, *RFワールド No.8.* (2009)
- [7] <http://www.minicircuits.com/pdfs/ZX47-60+.pdf>
- [8] <http://www.minicircuits.com/pdfs/BHP-200+.pdf>
- [9] <http://www.wa.commufa.jp/gigast/GigaSt5/GigaSt-v5.html>
- [10] <http://www.interface.co.jp/catalog/prdc.asp?name=CSI-320110>
- [11] 進士昌明, 『電磁波工学』 . (2001)
- [12] 三輪進, 加来信之, 『アンテナおよび電波伝搬』 . (1999)
- [13] M. Mostafa, astro-ph.HE/1111.2661v1, (2011)
- [14] The Telescope Arrey Design Report, (2000)
- [15] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 178
- [16] L. Drury, *Rep. Prog. Phys.*, 46 973 (1983)
- [17] Thompson C, Duncan R., *Mothly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, (1995) 255
- [18] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533 (2000) L123
- [19] Rees M.J.R., Mészáros R., *Astrophys. J.*, 93, 430 (1994)
- [20] Hillas A. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984) 425

- [21] Blodt E, Ghosh P. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, (1999) 491
- [22] Rachen J and Biermann P, *Astron. Astrophys.* 272 (1993) 161
- [23] Kang H, Ryu D and Jones TW, *Astrophys. J.* 456 (1996) 422
- [24] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [25] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, 68 (1998) 271
- [26] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303, (1999)
- [27] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)